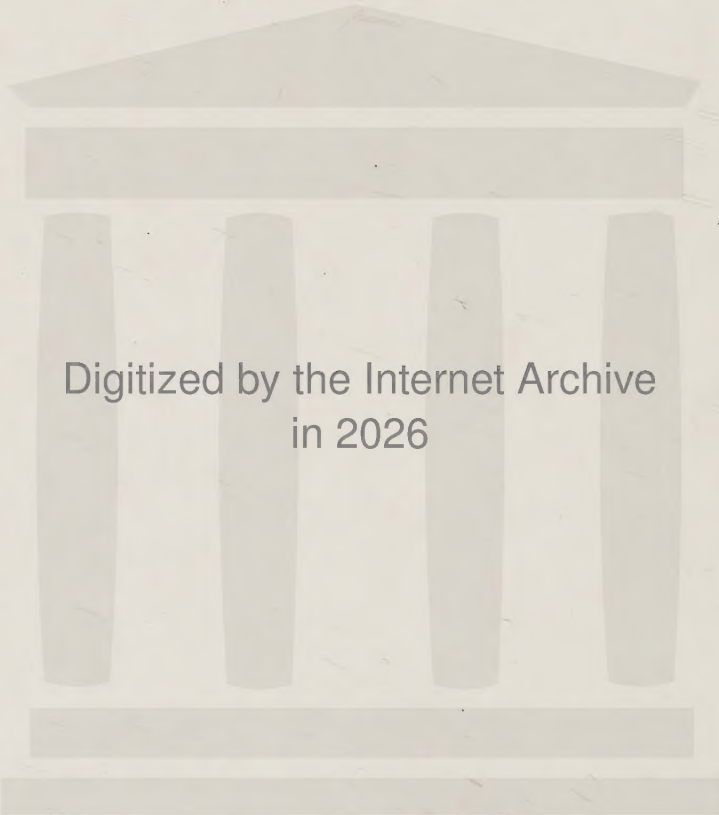


**FOURIERANALYSE VON SCHWINGUNGEN
MITTELS ZEITLICH MODULIRTER HOLOGRAPHIE
AM MODELL DES MENSCHLICHEN TROMMELFELLS**

CASPAR SIEGER

1900



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551913_0021

FOURIERANALYSE VON SCHWINGUNGEN
MITTELS ZEITLICH MODULIRTER HOLOGRAPHIE
AM MODELL DES MENSCHLICHEN TROMMELFELLS

DISSERTATION

der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
CASPAR SIEGER
aus Ludwigsburg

4. März 1980



Berichterstatter: 1. Prof. Dr. R. Röhler
2. Prof. Dr. J. Brandmüller

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Juli 1980

INHALTSVERZEICHNIS

<u>I.</u>	<u>Einleitung und Übersicht</u>	1
I. 1	Physiologische Grundlagen einer Schwingungs - analyse des Trommelfells	4
<u>II.</u>	<u>Überblick über die Verfahren und Theorien zur holographischen Schwingungsanalyse</u>	7
II. 1	Holographische Meßverfahren	7
II. 1. 1	Time - average (T. A.) und real time (R. T.) Verfahren	7
II. 1. 2	Holographie mit stroboskopischer Beleuchtung Rechteckförmige Amplitudenmodulation	9
II. 1. 3	Time - average Holographie mit zeitlicher Modulation von Phase oder Amplitude	11
II. 1. 4	Holographische Subtraktion	14
II. 2	Anwendungen der holographischen Schwingungsanalyse	15
II. 2. 1	Untersuchung sinusförmiger Schwingungen	15
II. 2. 2	Untersuchung nicht - sinusförmiger Schwingungen	16
<u>III.</u>	<u>Theoretische Grundlagen der holographischen Fourier - analyse von Schwingungen</u>	21
III. 1	Theorie der in dieser Arbeit benutzten Verfahren:	
	Time - average Aufnahme	23
	Real time Verfahren	24
	Stroboskopische oder Doppelpuls Holographie	25
	Holographische Subtraktion	26
	Hologr. Subtraktion und Addition bei time - average Aufnahmen	27
	Holographische Addition	28
III. 2	SSSC _n - Holographie	29
III. 2. 1	Optical serrodyning	29
III. 2. 2	Die Filtereigenschaft von Hologrammen und SSSC _n - Interferogrammen	31

III. 3	Fourieranalyse mechanischer Schwingungen mittels SSSC _n - Interferogrammen	33
III. 3. 1	Phasenmessung	35
IV.	<u>Experimenteller Teil</u>	38
IV. 1	Methoden zur holographischen Aufnahme von Trommelfellen	38
V.	<u>Die Modulationsverfahren</u>	48
V. 1	Experimentelle Durchführung der verschiedenen Modulationsverfahren und neue Anwendungsmöglichkeiten	49
V. 2	Messung kleiner Schwingungsamplituden. Ein Vergleich der einzelnen Verfahren	62
VI.	<u>Messung von Schwingungsformen</u>	74
VI. 1	Messung der Fourierkoeffizienten einer mechanischen Schwingung mittels SSSC _n - Interferogrammen	74
VI. 1. 1	Messung der Intensität verschiedener Seitenbänder	75
VI. 1. 2	Messung der Phase und der Schwingungsform	82
VI. 2	Messung der Fourierkoeffizienten einer mechanischen Schwingung mittels Doppelbelichtungs - Interferogrammen	87
VI. 3	Ergebnisse der Schwingungsformmessung mittels SSSC _n - und Doppelpuls - Interferogrammen	94
VI. 4	Vergleich und Grenzen der beiden Verfahren zur Messung der Schwingungsform	101
Anhang A	Beschreibung der für diese Arbeit entwickelten Geräte	110
Anhang B	Rechenprogramme zur Berechnung der Fourierkoeff.	115
Anhang C	Ableitung des Algorithmus zur Berechnung der mechanischen Fourierkoeff. aus SSSC _n - Interferogrammen	118
	Sinusförmige Phasenmodulation	119
Zusammenfassung		121
Literaturverzeichnis		123

I. Einleitung und Übersicht

Eine in vivo Schwingungsanalyse menschlicher Trommelfelle mittels der schon vielfach erprobten holographischen Interferometrie könnte - wie in Abschnitt I.1. näher erläutert wird - eine gute Hilfe zur Differentialdiagnose von Schalleitungsstörungen sein.

Beim Versuch, kohärent-optische Meßverfahren auf das Trommelfell anzuwenden, treten einige Schwierigkeiten auf, die vor allem in der unzugänglichen Lage und den geringen Abmessungen des Untersuchungsobjektes liegen. Diese Schwierigkeiten wurden bislang* umgangen, indem die zu untersuchenden Trommelfelle mehr oder weniger freipräpariert wurden (KHANNA et al. (1972) /1/; TONNDORF et al. (1971, 1972) /2, 3/; DANCER et al. (1974 - 1976) /4, 5, 6, 7/; SMIGIELSKI et al. (1975) /8/; FRITZE et al. (1976) /9/; VON BALLY (1977) /10, 11/).

Da dies einer klinischen Anwendung im Wege steht, mußte eine andere Lösung gesucht werden (SIEGER (1976) /12/). Im Abschnitt IV.1. werden diese Möglichkeiten zur Aufnahme kleiner, unzugänglicher Objekte beschrieben und miteinander verglichen.

Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, daß menschliche Trommelfelle, wie schon seit langem bekannt ist (VON BEKESY (1941) /18/), nur mit sehr kleiner Amplitude schwingen.

Mit den üblichen Methoden der holographischen Interferometrie (real-time, time-average und stroboskopisches Doppelbelichtungsverfahren) ist es im Idealfall möglich, Schwingungsamplituden bis etwa 70 nm zu messen. Hat das zu untersuchende Objekt eine insgesamt schlecht und zudem nicht gleichmäßig reflektierende Oberfläche, dann verringert sich diese Empfindlichkeit noch um etwa den Faktor 1,5. So konnten KHANNA et al. /1/, obwohl sie ihre Trommelfellpräparate zur besseren Reflexion gleichmäßig mit Bronzepulver bestäubten, bei Schallanregung mit Pegeln

* In der Zwischenzeit wurden in einer Reihe von Arbeiten zum Teil unter Verwendung des in dieser Arbeit und in /12/ beschriebenen Strahlengangs Trommelfell - Interferogramme vom uneröffneten Hörorgan vorgestellt: VON BALLY (1978, 1979) /13, 14/; FRITZE et al. (1978, 1979) /15, 16/; LOKBERG et al. (1979) /17/.

unter 89 dB(A) keinerlei Schwingungen mehr feststellen. Dies wurde durch spätere Untersuchungen an Präparaten / 2 - 11 / sowie durch in-vivo Untersuchungen / 13 - 16 / bestätigt, die bei Schallpegeln zwischen 100 - 115 dB(A) durchgeführt werden mußten.

Durch zeitliche Modulation des Referenz- bzw. Objektstrahls (ALEKSOFF (1971) /19/ ; POLITCH (1974) /20/ ; NAKAJIMA (1974) /21/) kann die Empfindlichkeit der holographischen Interferometrie für kleine Deformationen bzw. Schwingungen um gut das 15-fache gesteigert werden. Im Abschnitt V.2. dieser Arbeit wird untersucht, welches dieser Verfahren das Empfindlichste ist und sich am besten zur Untersuchung kleinster Trommelfellschwingungen eignet. Daneben wird eine neue Anwendung der Modulationstechniken zur Beseitigung störender Lichtreflexe, wie sie z. B. an nicht oder nicht genügend gut vergüteten Linsen entstehen, vorgestellt. Es wird gezeigt, wie mit Hilfe geeigneter Modulationsverfahren diese ansonsten unvermeidbaren, äußerst störenden Lichtreflexe vollständig vermieden werden.

Mit allen bekannten Verfahren der holographischen Interferometrie (POWELL und STETSON (1965) /22,23/ ; WATRASIEWICZ et al. (1968) /24/) einschließlich der mit moduliertem Referenz- oder Objektstrahl werden entweder nur zeitlich gemittelte Amplituden oder Deformationen, nicht aber die Schwingungsform selbst gemessen.

Zur Untersuchung schwingender Systeme ganz allgemein ist es aber notwendig, deren Schwingungsform zu messen, also eine zeitliche Fourieranalyse ihrer Bewegungen durchzuführen. Aus der Änderung einzelner Fourierkomponenten könnte dann, bei gleichbleibender Anregung, auf spezifische Änderungen dieser Systeme geschlossen werden. Auch eine Untersuchung des Schwingungsverhaltens von Membranen bzw. irgendwelcher schallübertragender Systeme bei nicht-sinusförmiger Anregung könnte, analog zur MTF in der Optik, Information über die Qualität und den Zustand des Systems liefern. Obwohl nicht-sinusförmige Schwingungen häufig vorkommen, gab es außer einer ganzen Reihe theoretischer Arbeiten / 25 - 30 / zur Messung spezieller Schwingungsformen kein holographisches Verfahren, um beliebige Schwingungsformen zu messen.

DALLAS und LOHMANN (1975) /31/ entwickelten eine Theorie zur Berechnung der zeitlichen Fourier - Koeffizienten einer mechanischen Schwingung aus den zeitlichen Fourier - Koeffizienten der vom schwingenden Objekt reflektierten komplexen Lichtamplitude.

CUTTER (1976) /32/ übernahm diese Theorie, um erstmals die Form nicht-sinusförmiger Schwingungen sehr niedriger Frequenzen (ca. 1 Hz) zu messen. Das von ihm entwickelte Verfahren ist allerdings prinzipiell nur zur Messung von Schwingungen niedriger Frequenz und kleiner Amplitude geeignet, die außerdem nicht zu viele Harmonische enthalten dürfen.

Im Hauptteil dieser Arbeit wird theoretisch (Kapitel III) und experimentell (Kapitel VI) gezeigt, wie die Theorie von DALLAS und LOHMANN /31/ mit der optical serrodyning - technique (ALEKSOFF (1971) /19/) kombiniert werden kann. Damit ist es dann möglich, beliebige Schwingungsformen, die auch höhere Harmonische enthalten und größere Amplituden haben dürfen, im gesamten vom Menschen hörbaren Frequenzbereich (ca. 16 - 20 000 Hz) zu messen.

Da mit der serrodyning - Technik, der dabei erforderlichen langen Belichtungszeiten wegen, prinzipiell keine in vivo Schwingungsanalyse am menschlichen Trommelfell möglich ist, mußte ein anderes Verfahren entwickelt werden (SIEGER und RÖHLER (1979 /33/)). Mit Hilfe der stroboskopischen Doppelbelichtungs - Holographie /24/ können hiermit ebenfalls die Fourierkoeffizienten einer mechanischen Schwingung in vivo bestimmt werden (Kapitel VI. 2).

Im Kapitel VI. 3 werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt, im Kapitel VI. 4 werden die beiden Methoden zur Messung von Schwingungsformen miteinander verglichen. Im Anhang sind die Beschreibungen und Schaltpläne der für diese Experimente speziell entwickelten Geräte, zwei Rechenprogramme zur Auswertung der Meßdaten sowie die mathematischen Beweise für die Theorie, auf die das erste Verfahren basiert, aufgeführt.

I.1. Physiologische Grundlagen einer Schwingungsanalyse des Trommelfells

Die durch Schallwellen erzeugten Schwingungen des Trommelfells (Fläche ca. 55 mm^2) werden über die Gehörknöchelchenkette - malleus incus, stapes - in Schwingungen der Stapesfußplatte (Fläche ca. $3,2 \text{ mm}^2$) geringerer Amplitude aber größeren Drucks umgesetzt.

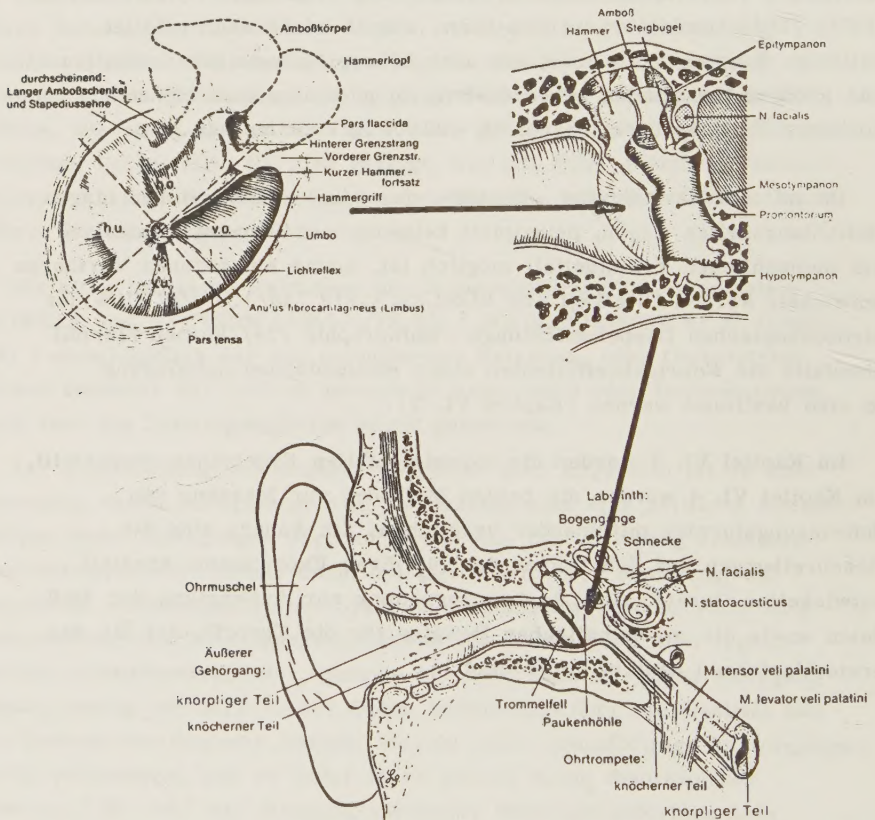


Abb. 1. Übersicht über äußeres Ohr, Mittelohr und Innenohr

Der Verstärkungsfaktor für die Druckamplitude, berechnet aus dem Quotienten der beiden wirksamen Flächen ($55 \text{ mm}^2 / 3,2 \text{ mm}^2 = 17$) und einer Hebelübersetzung von 1,3 beträgt 22. Damit erfüllt das

Mittelohr die Aufgabe eines mechanischen Impedanzwandler, der den Schallwellenwiderstand (akustische Impedanz) der Luft ($41,5 \text{ g cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) an den der Perilymphe des Schneckengangs ($148\,000 \text{ g cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) angleicht. Ohne diesen Impedanzwandler würde ca. 97 % der Schwingungsenergie durch Reflexion an der Grenzfläche Luft / Perilymphe für die Schalleitung verlorengehen. /34/.

Die Auswirkung einer Fehlanpassung auf das Schwingungsverhalten einer Membran läßt sich gut an einer mit Wasser gefüllten Trommel demonstrieren. Trotz Anregung mit ca. 120 dB(A) schwingt die Membran kaum (Abb. 2). Zum Vergleich das Schwingungsmuster derselben Membran bei richtiger Anpassung (hier: freie Schwingung in Luft) bei Anregung mit ca. 75 dB(A) (Abb. 3). Ist die Trommel zur Hälfte mit Wasser gefüllt, schwingt nur der freie, "angepaßte" Teil der Membran (Abb. 4, Seite 6).

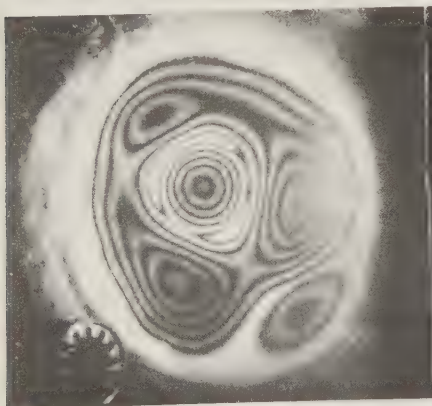


Abb. 2 Mit H₂O gefüllte Trommel



Abb. 3 Frei schwingende Membran

Ist die Funktion dieser Übertragungskette gestört, so resultiert daraus eine sogenannte Schalleitungsschwerhörigkeit. Diese Form der Schwerhörigkeit kann in bestimmten Fällen erfolgreich operativ behandelt werden. Um dies aber entscheiden zu können, müssen Ort und Ursache der Schalleitungsstörung bekannt sein. Da die bisher bekannten Untersuchungsmethoden (Audiometrie, röntgenologische Untersuchung einschließlich Tomographie, Stapediusreflexaudiometrie, akustische Impedanzmessung) oftmals keine exakte Differentialdiagnose ermöglichen, muß z. Z. vielfach noch vor der eigentlichen Operation das Mittelohr eröffnet werden



Abb. 4 Schwingungsmuster einer zur Hälfte mit Wasser gefüllten Trommel

Die mechanischen Eigenschaften des Schallübertragungssystems, d. h. die Gehörknöchelchen, Muskeln, Bänder sowie das Flüssigkeitssystem des Innenohrs beeinflussen das Schwingungsverhalten der Trommelfellmembran. Jede pathologische Änderung in diesem System, z. B. eine Änderung der mechanischen Reibung der Gelenke bei deren Verknorpelung oder Verknöcherung, bei Massenzunahme infolge Trommelfellverdickung, bei Änderung der elastischen Rückstellkräfte bei Mittelohrentzündung oder bei Änderung der akustischen Impedanz bei Paukenhöhlenerguß, wird eine spezifische Veränderung des Schwingungsverhaltens des Trommelfells hervorrufen.

Ein Verfahren, mit dem diese Schwingungsänderungen in Amplitude und Form gemessen werden können, könnte eine Differentialdiagnose der zugrunde liegenden pathologischen Prozesse ermöglichen.

Als optisches und damit berührungsloses sowie absolut nicht-invasives Verfahren bietet sich die holographische Interferometrie an. Methoden, die auch die Messung der Schwingungsform ermöglichen, werden in dieser Arbeit vorgestellt.

II. Überblick über die Verfahren und Theorien zur holographischen Schwingungsanalyse

Im Jahre 1965 wurde entdeckt, welche Möglichkeiten die Holographie mit ihrer einzigartigen Fähigkeit zur kohärenten Speicherung beliebiger Wellenfronten, die unter verschiedenen Bedingungen und zu verschiedenen Zeiten auftreten, für einen neuen Zweig der Interferometrie bietet.

Seitdem gibt es eine kaum mehr überschaubare Zahl von Publikationen, in denen die Grundidee und -technik weiterentwickelt, verbessert oder bestimmten Meßaufgaben angepaßt wurde. In diesem Kapitel wird in 4 Abschnitten versucht, einen Überblick über die bisherige Entwicklung der holographischen Interferometrie zur Untersuchung von Schwingungen zu geben. Eine Darstellung der Probleme und Möglichkeiten zur Messung nichtperiodischer, 3 - dimensionaler Verformungen (holographische Interferometrie, Speckle - Photographie, Holo - Moiré - Technik) ist bei PIWERNETZ (1979) /35/ oder bei SCHUMANN (1979) /46/ zu finden. Die Grundprinzipien der Holographie werden auf den Seiten 21 ff. kurz wiederholt. Sie können ausführlich in einer Reihe von Büchern /36 - 46/, /169/ nachgelesen werden.

II. 1 Holographische Meßverfahren'

II. 1. 1 Time - average (T. A.) und Real time (R. T.) Verfahren

Die holographische Interferometrie begann am 4. Dez. 1964, als Robert POWELL und Karl STETSON (1965) /22/ auf Anregung von B. Upatnieks das erste Interferogramm eines schwingenden Objektes gelang. Bei der Rekonstruktion eines solchen Hogramms überlagern sich die zeitlich zu verschiedenen Membranpositionen gehörenden, komplexen Lichtamplituden, die während der Belichtungszeit nacheinander aufgenommen wurden, zu einem Mittelwert. Daher der Name: Time - average Verfahren. MONAHAN und BROMLEY (1968) /47/ wiesen darauf hin, daß bei sinusförmigen Schwingungen eine Membran in den zwei Endlagen der Schwingung mehr Zeit als irgendwo sonst verbringt. T. A. Aufnahmen sinusförmiger Objektschwingungen können demnach auch näherungsweise als Doppelbelichtungs - Hologramme der beiden Endlagen aufgefaßt werden. Sie bestätigten damit qualitativ den von POWELL / STETSON /22/ ange-

gebenen, exakten Zusammenhang zwischen der Interferenzstreifenordnung und der Schwingungsamplitude (siehe S.23). Dieser quantitative Zusammenhang wurde für sinusförmige Schwingungen von LURIE/ZAMBUTO (1968) /48/ noch einmal durch Kontrollmessungen mit einem Interferometer bestätigt.

1965 schon schlugen POWELL und STETSON /23/ vor, ein Hologramm von einem ruhenden Objekt herzustellen und es nach Entwicklung genau in seine ursprüngliche Aufnahmeposition zurückzustellen (Repositioning technique). Bei der Rekonstruktion entstehen Interferenzstreifen, die durch kohärente Überlagerung der rekonstruierten Bildwelle des ruhenden Objektes mit der wirklichen, zeitabhängigen Objektwelle entstehen. Beliebige Objektänderungen können hier mit einem Hologramm sofort, also in real time und nicht erst nach der photographischen Entwicklung beobachtet werden. Da die interferometrisch exakte, d. h. auf ca. $\lambda/10$ genaue Rückversetzung in die Aufnahmeposition - ansonsten entstehen schon bei ruhendem Objekt Interferenzstreifen - Schwierigkeiten macht, schlug BOLSTAD (1967) /49/ vor, die Hologrammplatte am Ort der Aufnahme zu entwickeln (in situ Entwicklung) und zu trocknen (dry to dry Verfahren). BIEDERMANN/MOLIN (1970) /50/ stellten die Hologrammplatte in eine Glasküvette, um diese dort in einem von ihnen entworfenen, "schnellen Entwickler" vorzuquellen, zu sensibilisieren (um den Faktor 2 - 3), zu belichten und zu entwickeln. Nach Unterbrecher- und Fixierbad (Dauer des gesamten Entwicklungsprozesses: 3 min) kann die Auswertung beginnen, wobei die Platte im Fixierbad steht (Wet to wet Verfahren). Dadurch ist gewährleistet, daß sich der Quellungs- zustand der photographischen Emulsion gegenüber dem bei der Aufnahme nicht ändert. Außerdem gaben sie eine exakte mathematische Beschreibung für den bei der real time Beobachtung einer sinusförmig schwingenden Membran resultierenden zeitlichen Mittelwert der Intensität (siehe S.24).

Die **Herstellung** des von /50/ angegebenen 3 - Bad Entwicklers ist kompliziert und zeitraubend. Deshalb stellt die von HARIHARAN et al. (1973) /51, 52/ entwickelte Rezeptur eines einfach herzustellenden Einbad-Entwicklers (Entwicklungszeit: 2 min) einen Fortschritt und eine Vereinfachung dar, die nur noch von neuen, bislang noch finanziell sehr aufwendigen Filmmaterialien übertroffen wird. So z. B. von einem Spezialfilm mit in der Silberhalogenidschicht eingelagertem Entwickler (15 s Entwicklungszeit, Empfindlichkeit 12 erg/cm^2) von SMITH et al. (1976)

/53/ bzw. von thermoplastischen Filmen (Entwicklungszeit: 5 s, 1000 erg/cm² Empfindlichkeit: URBACH et al. (1966) /54/. 0,13 s, 100 erg/cm²: COLBURN et al. (1974) /55/), die auch schon kommerziell erhältlich sind /56/.

II. 1. 2 Holographie mit stroboskopischer Beleuchtung Rechteckförmige Amplitudenmodulation

Mit dem time - average bzw. real time Verfahren lassen sich nur kleine Schwingungsamplituden (bis ca. $3,5\mu$) messen, da der Streifenkontrast mit wachsendem Streifenindex, also bei zunehmender Amplitude abnimmt. Da die Belichtungszeit mindestens 50 Schwingungsperioden lang sein muß /57/ ist außerdem die Aufnahme bewegter, schwingender Objekte (z. B. von Hand gehaltene Gitarre /58/) nicht möglich. Quantitative Messungen sind mit beiden Verfahren nur für einige Schwingungsformen, die a priori bekannt sein müssen, möglich. Unsymmetrische Membranschwingungen (RÖHLER/SIEGER (1978) /59/) können nicht festgestellt werden.

Diese Einschränkungen sind bei der zuerst von WATRASIEWICZ/SPICER (1968) /24/, dann von ARCHBOLD/ENNOS (1968) /60/ und LaMACCHIA (1968) /61/ angegebenen stroboskopischen oder STROBE - /60 - 62/ Holographie nicht mehr vorhanden. Das schwingende Objekt wird mit 2 Lichtblitzen (bzw. einer Serie von Pulspaaren) in jeweils 2 bestimmten Positionen seines Schwingungszyklus aufgenommen. Die bei der Rekonstruktion entstehenden Interferenzstreifen geben die relative Verrückung der Membran zwischen den beiden zusammengehörenden Blitzen an und entsprechen denen einer Doppelbelichtungs - Aufnahme (HAINES/HILDEBRAND (1966) /63/). Die Lichtpulse müssen dabei sehr kurz sein um die Objektbewegung scheinbar "erstarren" zu lassen (deshalb auch manchmal frozen fringe technique genannt) und können mittels einer geschlitzten Drehscheibe /24/, einer gelochten Bohrspindel /60/, mittels eines Mode - locked Lasers /61/, eines Q - switched ruby Lasers /64/ oder einer Pockelszelle /80/ um nur einige mögliche Verfahren zu nennen, erzeugt werden.

Zur Reduzierung der langen Belichtungszeiten, die bei der stroboskopischen Holographie wegen der notwendigen kurzen Dauer der Einzellichtblitze sowie infolge des Schwarzschild - Effektes* /65/ auftreten, gibt es einige Vorschläge: Belichtung mit 2, 3 oder 4 Lichtpulsen pro Schwingungszyklus (/66/, /67/ und /68/) bzw. die Kombination von

time - average und stroboskopischer Interferometrie /69/. Diese Vorschläge sind allerdings nur bei wenigen, symmetrischen Schwingungsformen anwendbar. Weitere Möglichkeiten zur Verkürzung der Belichtungszeit in der Holographie mittels Vor- bzw. Nachbelichtung sind von /70/ und /71/ (hier speziell für T.A. Aufnahmen), von VIKRAM (1973) /72/ (mit 11 weiteren Literaturhinweisen), MEHTA (1974) /73/ sowie von LANDRY et al. (1975) /74/ (speziell für Agfa - Gevaert® 10 E 75 Platten) untersucht worden.

Die Belichtungszeit kann außerdem mit Hilfe von Spezialentwicklern /50 - 52/, durch längere Entwicklungszeit /75, 76/ sowie durch spezielle Vorbehandlungen der photogr. Emulsion zur Empfindlichkeitssteigerung (hypersensitisation) /75, 76/ verkürzt werden. Mit diesen Maßnahmen kann die Belichtungszeit so weit verringert werden (um ca. das 60 - 70 fache), daß Doppelpulsaufnahmen einer schwingenden Membran mit einer gewöhnlichen time average Ausrüstung, also ohne Puls - Laser bzw. ohne Vorrichtung zur Herstellung stroboskopischer Lichtblitze, möglich werden /77/.

FRYER (1972) /78, 79/ gelang es mit Hilfe einer direkt vor dem Hologramm platzierten, mit einer entsprechenden Anzahl von Schlitzen versehenen Drehscheibe den gesamten Schwingungszyklus einer Membran einem Hologramm aufzubelichten. Ein Beobachter sieht hierbei in der Rekonstruktion, wie die Anzahl der Interferenzstreifen von Null bis zu einem Maximalwert zunimmt, wenn er mit dem Auge dem Weg, den die Schlitze über der Hologrammplatte machen, folgt.

Zur Bestimmung der relativen Phasen und Schwingungsrichtungen aller Gebiete einer schwingenden Oberfläche schlug MAYER (1969) /80/ vor, das schwingende Objekt zwischen den 2 Belichtungen zu drehen. Es entstehen dann auf der rekonstruierten Objektoberfläche vertikale Interferenzstreifen, die je nach Schwingungsrichtung nach rechts oder links "ausgebeult" sind. Die Messung von Größe und Richtung einer Deformation sowie die gleichzeitige Identifizierung aller nicht - deformierten Stellen gelang GUPTA et al. (1976) /81/, indem sie vor,

* Bei sehr kurzen Belichtungszeiten gilt die reziproke Proportionalität zwischen Intensität und Belichtungszeit nicht mehr, d. h. die Empfindlichkeit einer photosensitiven Schicht nimmt dann im Vergleich zu längeren Belichtungszeiten ab. (SCHWARZSCHILD - EFFEKT).

während und nach der Deformation die Hologrammplatte belichteten. Betrag und Richtung sehr kurzzeitig auftretender Deformationen (Ausbreitung einer Explosionsdruckwelle) konnten HOLLOWAY et al. (1978) /82/ mit Hilfe eines Mehrfrequenz - Rubin - Lasers messen.

II. 1. 3 Time - average Holographie mit zeitlicher Modulation von Phase oder Amplitude

Wie GOODMAN (1967) /83/ als erster erkannte (für allgemein bewegte Objekte auch von /84/, später von /85/ beschrieben), stellt ein time - average Hologramm ein zeitliches Bandpassfilter für das vom schwingenden Objekt reflektierte Licht dar. Dessen ursprüngliche Frequenz wird durch die Objektschwingung (bzw. durch jegliche Bewegung) infolge des Doppler - Effektes verschoben. Aus diesem Frequenzspektrum fällt dann bei langer Belichtungszeit nur die mit dem Referenzstrahl identische Frequenz in den Bandpass der Filterfunktion, was bei der Rekonstruktion die gewohnten Interferenzstreifen ergibt. Indem nun die Frequenz des Referenzstrahls verschoben wird, kann mittels der zeitlichen Filterwirkung des Hologramms jeder Frequenzanteil des Objektspektrums herausgefiltert und damit das resultierende Interferenzmuster verändert werden. Solche Interferogramme mit frequenzverschobenem Referenzstrahl, sog. Single - Sideband - Suppressed - Carrier = SSSC - Hologramme, die zuerst von ALEKSOFF (1971) /19/, 2 Jahre später noch einmal von /86/ beschrieben wurden, erweitern den interferometrischen Meßbereich für große und besonders für kleine Amplituden beträchtlich: Amplituden im Bereich von ca. $10\text{ }\mu$ bis zu ca. 6 nm ($\hat{=}\lambda/100$ /19/) können gemessen werden. Die theoretische Meßgrenze unter idealen Bedingungen wurde von /87/ mit $0,17\text{ nm}$ berechnet. Gemessen wurden schon die Amplituden von Oberflächenschwingungen eines LiNbO_3 - Kristalls im Bereich von 1 nm /88/ bis zu $0,33\text{ nm}$ /87/ (Siehe auch /111/ im Kapitel II. 1. 4).

Größere Amplituden lassen sich holographisch messen - außer den Methoden mit Phasenmodulation /19/, /21/ und /102/ - mittels einem von FEIN et al. /89/ angegebenen Verfahren, das der Schwingung eine definierte Bewegung überlagert. Durch rechteckförmige Modulation der

Laser - Intensität kann die Intensität der Maxima der T. A. Interferenzstreifen höherer Ordnung vergrößert und diese dadurch sichtbar gemacht werden /90/. Wird während der Hälfte der Gesamtbelichtungszeit eine holographische Aufnahme vom ruhenden, mit der restlichen Hälfte vom sinusförmig schwingenden Objekt gemacht, dann gleicht das bei der Rekonstruktion auftretende Interferenzstreifenmuster fast dem einer entsprechenden real time Aufnahme (Holographische Addition): Die Zahl der Interferenzstreifen ist halbiert und die Intensität der Streifen höherer Ordnung über die Rauschgrenze angehoben. WALL (1969) /91/ konnte damit bis zu 95 Streifenordnungen ausmessen ($\hat{=}$ einer Amplitude $\approx 30\mu$). VIKRAM (1973) /92/ vergrößerte diesen Meßbereich durch Kombination von Methode /90/ mit /91/ um den Faktor 4. Weitere Methoden finden sich in einer Übersicht von SINGH (1972) /93/ mit insgesamt 114 Literaturhinweisen.

Die Frequenz des Lichts kann mittels eines rotierenden Beugungsgitters /94/ oder eines rotierenden $\lambda/4$ - Plättchens /142/, unter Ausnutzung akusto-optischer Effekte an Ultraschall-Beugungsgittern oder elektro-optischer Effekte (Kerr- oder Pockels-Effekt) von Kristallen /95/, /96/ verschoben werden. Bei den beiden erstgenannten Verfahren hat das Licht der n-ten Beugungsordnung (n-tes räumliches Seitenband) eine proportional zu nF verschobene Frequenz (n-tes zeitliches Seitenband; F = Rotations- bzw. Ultraschallfrequenz), welche durch ein räumliches Filter, das nur die gewünschte Beugungsordnung durchläßt, herausgefiltert werden kann. Ohne Raumfilter können einer Photoplatte auch die n räumlich getrennten Seitenbänder eines ruhenden oder rotierenden Gitters als n Unterhologramme aufbelichtet werden: Sogen. Multiplex Hologramme, CAULFIELD (1971) /145/. Mit Hilfe elektro-optischer Modulatoren kann die Phase des Lichts beliebig verändert werden. Wird diese nun mit der Amplitude 2π sägezahnförmig moduliert, dann wird die Lichtfrequenz um die Modulationsfrequenz verschoben und die ursprüngliche Frequenz vollständig unterdrückt /97/ (Optical serrodyne technique /98/).

Wird die Phase des Referenzstrahls sinusförmig moduliert, dann hängt das entstehende Interferenzstreifensystem, wie NEUMANN et al. (1970) /99/ zeigte, von der Modulationstiefe von Referenz- und Objektwelle (= Schwingungsamplitude des Objektes) sowie von der relativen Phase zwischen beiden ab. Durch Änderung der Modulationstiefe und der Phase des Referenzstrahls kann somit das im rekonstruierten

Interferogramm erscheinende Streifenmuster unabhängig von der wirklichen Objektamplitude verändert werden. So kann z. B. erreicht werden, daß in der Rekonstruktion alle Knotenflächen der schwingenden Membran dunkel erscheinen und kleine Schwingungsamplituden als helle Stellen erkannt werden können /21/. Die erhaltenen Streifenmuster sind allerdings, besonders bei komplexen Schwingungen, schwierig auszuwerten, da die Information über die Amplitude und Phase der Objektschwingung zusammen mit der Amplitude und Phase der Referenzstrahlmodulation kodiert ist. Da diese Methode zudem nicht empfindlicher für kleine Schwingungen ist als die mit frequenzverschobenen Referenzstrahl /19/, wird sie nur zur Messung der Phasenverteilung von Schwingungen verwendet. Hierzu müssen allerdings sehr viele Interferogramme mit jeweils verschiedener Phase bzw. Modulationsamplitude gemacht werden. Zur Reduktion dieses Aufwandes wurde von LEVITT et al. (1976) /100/ sowie von /101/ vorgeschlagen, die positiven photographischen Transparente zweier Interferogramme, die mit gleicher Modulationsamplitude, aber verschiedener Phase aufgenommen wurden, zu überlagern. Die Schnittpunkte der Streifen gleicher Ordnung definieren dann Linien gleicher Phasen.

Von KAWASE et al. (1973) /102/ wurde zur Erweiterung des holographischen Meßbereichs vorgeschlagen, die Hologrammplatten bei der Aufnahme synchron zum Objekt schwingen zu lassen. Die Eigenschaften einer dreiecksförmigen, zeitlichen Phasenmodulation des Referenzstrahls wurde von /193/ und /21/ untersucht.

Die sinusförmige Amplitudenmodulation des Referenzstrahls wurde von TAKAI et al. (1976) /103/ untersucht: In der Rekonstruktion entsteht ein Interferenzstreifensystem, das dem eines SSSC-Interferogramms gleicht (bei Phasendifferenz 0^0), nur daß diese Intensitätsverteilung noch zusätzlich als Funktion der Phasendifferenz zwischen Objekt- und Referenzstrahl moduliert wird. Durch Änderung der relativen Phase des Referenzstrahls kann die Phase der Objektschwingung gemessen werden.

II. 1. 4 Holographische Subtraktion

Die in Abschnitt II. 1. 3 beschriebenen Modulationsverfahren können in Verbindung mit time-average Aufnahmen angewendet werden.

Für die holographische Aufnahme kleiner Schwingungsamplituden mit stroboskopischer bzw. Doppel - Puls Beleuchtung, mittels der nur in-vivo Aufnahmen lebender Objekte möglich sind, muß die holographische Subtraktion (/159/; /160/; /161/; /104/; HARIHARAN (1972) /105/; /106/; /20/) angewendet werden: Zwischen den beiden zusammengehörenden Einzelaufnahmen wird die Phase des Objekt- bzw. Referenzstrahls um π geändert. Durch diese Phasenverschiebung wird ein Dunkelfeld erzeugt, d. h. in der Rekonstruktion erscheinen alle stationären Stellen eines schwingenden Objektes nicht mehr hell, sondern dunkel. Kleine Schwingungsamplituden können dann als helle Streifen gegen den dunklen Hintergrund gemessen werden.

Da die statische Verschiebung der Phase experimentell viel leichter durchzuführen ist (z. B. mittels eines $\lambda/2$ - Plättchens /105/) als eine dynamische Phasenmodulation (Kapitel II. 2. 3) mit Frequenzen, die gleich oder ein ganzzahliges Vielfaches der Schwingungsfrequenz sind, wurde die hologr. Subtraktion von HARIHARAN (1973) /107/ auch bei time - average Aufnahmen angewandt: Mit der Hälfte der Gesamtbelichtungszeit wird das ruhende, mit der restlichen Hälfte das schwingende Objekt aufgenommen (analog zur hologr. Addition S.12). Zwischen den beiden Aufnahmen wird die Phase um π verschoben. Unbewegte Stellen erscheinen schwarz, doch ist die Empfindlichkeit für kleine Schwingungsamplituden geringer (ca. $1/15 \lambda$) als die der anderen Verfahren. Diese Empfindlichkeit konnte von SATO et al. (1974) /108/ um den Faktor 2,5 verbessert werden, indem sie das Objekt bei ansonsten gleicher Aufnahmetechnik etwas länger im Schwingungs- als im Ruhezustand aufnahmen.

Von /109/ wurde ermittelt, daß sich das Verfahren der hologr. Subtraktion in Verbindung mit T. A. Aufnahmen auch zur Untersuchung großer Schwingungsamplituden eignet.

Zur genauen Auswertung eines Schwingungsmusters muß, besonders bei kleinen Schwingungsamplituden und daraus resultierendem großen Streifenabstand, die exakte Streifenordnung für jeden Punkt der Membran-

oberfläche interpoliert werden. Die erzielbare Genauigkeit der Interpolation wurde von /110/ mit $1/10$ eines Streifens angegeben, kann jedoch mit der dual frequency Methode von DÄNDLIKER et al. (1973) /111/ um den Faktor 10 gesteigert werden. Dazu wird die Objektschwingung bzw. jede Deformation auf übliche Weise mittels Doppelbelichtung hologr. gespeichert, nur daß dabei jeder Objektzustand mit einer eigenen Referenzwelle aufgenommen wird. Das entwickelte Interferogramm wird dann in der Aufnahmeposition mit den beiden Referenzwellen, deren Frequenz mittels der beschriebenen Verfahren /94/, /95/, /96/ um kleine Beträge voneinander verschoben wurde, rekonstruiert. Die zwischen den beiden Referenzwellen entstehende Schwebung kann im reellen Bild des Hologramms mittels einer Photodiode sehr genau gemessen und dadurch noch ca. $1/100$ eines Streifens aufgelöst werden. Als unterste Meßgrenze für kleine Deformationen werden 0,15 nm angegeben /111/.

II. 2 Anwendungen der holographischen Schwingungsanalyse

Die in den Abschnitten II. 1. 1 - II. 1. 4 beschriebenen hologr. Verfahren wurden und werden nun eingesetzt, um das Schwingungsverhalten - und natürlich auch das Deformationsverhalten allgemein, auf das aber in der vorliegenden Arbeit nicht eingegangen wird - der verschiedensten Objekte zu analysieren.

Da bei diesen Untersuchungen oftmals auch nicht-sinusförmige Schwingungen auftreten, wurden in einer ganzen Reihe von theoretischen Arbeiten die Auswirkungen bestimmter, nicht-sinusförmiger Schwingungen auf das entstehende Interferenzstreifensystem untersucht.

II. 2. 1 Untersuchung sinusförmiger Schwingungen

Der quantitative Zusammenhang zwischen sinusförmiger Objektschwingung und time-average Interferenzmuster wurde von POWELL/STETSON (1965) /22/ gefunden und mittels interferometrischer Kontrollmessungen bestätigt /48/. Von WILSON (1971) /28/, ROPPER (1974) /112/ und HANSEN et al. (1976) /113/ wurden time-average Interferenzmuster

für kreisförmige Membranen, von SCHMIDT et al. (1977) /114/ und MAC BAIN (1978) /115/ für einseitig eingespannte, rechteckige Platten numerisch berechnet und mit den entsprechenden time - average Hologrammen verglichen.

Ein Vergleich zwischen T. A. und real time Aufnahmen findet sich bei /50/ und /116/.

Unter der Annahme von sinusförmigen Schwingungen wurde mittels T. A. Interferogrammen das Schwingungsverhalten von Saiteninstrumenten /117/, /118/, von einem verkleinerten Modell eines Flugzeug-Seitensteuers /119/, von Turbinenschaufeln /120/, /121/ (auch mit in situ real time Aufnahmen) und von Elektro-Kleingeräten (zur Geräuschminderung) /122/ untersucht. Auf die zahlreichen Untersuchungen von Trommelfellschwingungen mittels time-average /1 - 3/, /9/, /11/ oder Doppel-Puls Interferometrie /4 - 8/, /10/, /14/, /16/ wurde schon hingewiesen.

Eine weitere medizinische Anwendung findet die hologr. Schwingungsanalyse bei der Untersuchung von Stimmband- und Kehlkopfschwingungen /123/.

II. 2. 2 Untersuchung nicht - sinusförmiger Schwingungen

Bei fast allen (ausgenommen /11/) im vorhergehenden Abschnitt angeführten time-average Schwingungsanalysen wurde eine sinusförmige Objektbewegung vorausgesetzt.

Ein sinusförmig angeregtes System führt nur dann sinusförmige Schwingungen aus, wenn es das Hooke'sche Gesetz erfüllt, d. h. wenn seine Auslenkung direkt zur auslenkenden Kraft proportional ist, eine Bedingung, die für gewöhnlich nur für kleine Auslenkungen erfüllt werden kann. Das menschl. Schallübertragungssystem wird, besonders bei pathologischen Veränderungen, dies lineare Elastizitätsgesetz verletzen und also auch bei sinusförmiger Anregung nicht sinusförmig schwingen.

Aber selbst ein ideales lineares System schwingt nicht unbedingt sinusförmig: Viele zur Anregung benutzte Quellen (Lautsprecher, Piezo-

kristalle, elektromagnetische Schwinger etc.) sind selbst nichtlineare Systeme und regen das Untersuchungsobjekt mit einer Kombination von harmonischen Oberschwingungen an. Hierdurch kann das Objekt gleichzeitig zu mehreren Eigenschwingungen angeregt werden. Wie STETSON /124/ feststellt, kann bei keinem realen System, selbst bei Anregung mit dessen Eigenfrequenz ausgeschlossen werden, daß nicht mehrere Eigenschwingungen gleichzeitig angeregt werden. Dies gilt besonders für rotationssymmetrische Systeme, für die es jeweils 2 Eigenschwingungen mit fast gleicher Resonanzfrequenz gibt.

Die Auswirkungen einer periodischen Objektbewegung, die sich aus einer Linearkombination mehrerer solcher Eigenschwingungen zusammensetzt, auf das Interferenzstreifenmuster wurden von MOLIN / STETSON (1969) /125/ untersucht. Sie stellten fest, daß bei solchen zusammengesetzten Schwingungen unterschieden werden muß, ob das Verhältnis der Eigenfrequenzen der auftretenden Eigenschwingungen zueinander irrational oder rational (i. e. das Verhältnis zweier ganzer Zahlen) ist.

Bei irrationalen Frequenzverhältnissen stellt das bei der Rekonstruktion auftretende Interferenzstreifensystem das Produkt aller der Streifenmuster dar, die von jeder der Einzelschwingungen allein erzeugt werden /125/. In Analogie zum Begriff der statistischen Unabhängigkeit werden solche Schwingungen mit irrationalen Frequenzverhältnissen auch unabhängig genannt /124/, /126/.

Das time - average Interferenzmuster abhängiger Objektschwingungen, also Objektbewegungen, die sich aus 2 oder mehreren Einzelschwingungen mit rationalen Frequenzverhältnissen und beliebiger Amplitude und Phase zusammensetzen, wurden von WILSON (1970) /27/ theoretisch und von WILSON / STROPE (1970) /127/ experimentell an einer kreisförmigen Membran untersucht. Sie konnten das Streifensystem mathematisch als eine Summe von Produkten von Besselfunktionen verschiedener Ordnung und exponentiellen Phasenfaktoren beschreiben, wobei die Anzahl der Terme in jedem Produkt gleich der Anzahl der zeitabhängigen Funktionen (der Einzelschwingungen) ist. Deshalb ist selbst eine qualitative Interpretation solcher Streifen kaum, eine quantitative Auswertung bislang nur für den Sonderfall, daß das Objekt sinusförmig mit 2 verschiedenen Frequenzen und Phasen /28/ bzw. in 2 Eigenmoden gleicher Frequenz aber verschiedener Phasen (sogen. phasor vibrations) schwingt /125/, möglich

STETSON (1972) /128/ entwickelte ein Näherungsverfahren zur qualitativen Auswertung solcher, bei abhängigen Objektbewegungen auftretenden Streifen, das die Tatsache ausnützt, daß nur Objektpositionen, an denen die Objektgeschwindigkeit Null ist, zur Bildung eines Interferenzstreifensystems beitragen können (siehe /83/); deshalb nannte er es Methode der stationären Phasen.

VIKRAM (1976) /129/, /130/ schlug vor, die Amplituden der Einzelschwingungen verschiedener Frequenzen, aus denen sich die Objektbewegung zusammensetzt, mittels stroboskopischer Pulsbelichtung entsprechender Frequenz zu messen.

STETSON/TAYLOR (1971) /131/ zeigten an einer runden, asymmetrischen Platte, wie aus der Kenntnis der einzelnen Eigenschwingungen das Schwingungsmuster der Gesamtschwingung berechnet werden kann (normal mode Theorie) und veröffentlichten eindrucksvolle experimentelle Beispiele dafür. Weiter bewiesen sie /132/ mit Hilfe von Doppel - Puls Interferogrammen, daß die Normal - Eigenschwingungstheorie auch zur Berechnung statischer Deformationen benutzt werden kann.

Die Überlagerung einer gleichförmigen Bewegung und einer Sinusschwingung sowie der Einfluß dieser Bewegungen auf die Kohärenz wurden für time - average und Doppel - Puls Aufnahmen von /133/, für 4 - fach Puls - Aufnahmen pro Schwingungszyklus von /134/ untersucht.

Die bis jetzt in diesem Abschnitt beschriebenen Objektbewegungen setzten sich aus 2 oder mehreren Einzelschwingungen, die jeweils durch verschiedene, meist sinusförmige Zeitfunktionen beschrieben werden können, zusammen. Diese sogenannten untrennbaren Objektbewegungen (unseparable object motions) /124/ werden von den trennbaren (separable motions) /135/, die sich in das Produkt von Verformungsvektor und einer beliebigen Zeitfunktion zerlegen lassen, unterschieden.

Der Zusammenhang zwischen solchen trennbaren, nichtlinearen Objektbewegungen und dem entstehenden Interferenzstreifensystem wurde allgemein, ohne explizite Lösungen von STETSON /136/, konkret für einfache Zeitfunktionen - Bewegungen senkrecht und parallel zur optischen Achse, sowie Drehungen - von MOLIN/STETSON /137/ untersucht. STETSON /25/ beschrieb das Interferenzstreifenmuster nicht - sinus -

förmiger Schwingungen, indem er die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte der Bewegung allgemein berechnete (mittels density functions /138/), d. h. den Bruchteil der Belichtungszeit, den ein Objektpunkt in irgend-einer Position verweilt, bestimmte. Dieses Verfahren konnte er auch erfolgreich auf abhängige Objektbewegungen, die sich aus 3 sinusförmigen Eigenschwingungen mit zueinander rationalem Frequenzverhältnis zusammensetzten, anwenden /25/.

Quantitative Ergebnisse konnte STETSON /26/ für den Fall einer mittels der Duffing'schen Differentialgleichung /139/ beschreibbaren, nichtlinearen Schwingung, bei der die Rückstellkraft die Summe linearer und kubischer Funktionen der Auslenkung ist, herleiten. Auch für nicht-sinusförmige Schwingungen, die elliptischen Jacobi-Funktionen /140/ gehorchen, konnte das time-average Interferenzmuster berechnet werden /29/.

Zur Messung beliebiger Schwingungsformen und Objektänderungen sind eine Reihe interferometrischer Meßverfahren entwickelt worden (OHTSUKA et al. (1974) /141/; CRANE /142/; /143/), mit denen aber nur Objekte mit spiegelnden Oberflächen bzw. Phasenobjekte untersucht werden können.

Zur hologr. Messung beliebiger, jedoch langsamer Veränderungen (zeitliche und örtliche Änderung des Brechungsindex von Wasser bei lokaler Erwärmung) wurde das real time Interferenzmuster abgefilmt und dessen zeitlicher Verlauf dann ausgewertet /144/. Zur qualitativen Studie der Schwingungen von Lautsprechern entwickelte FRYER /78, 79/ eine Methode, mit der einem Hologramm ein ganzer Schwingungszyklus in einer Sequenz von Doppelpuls-Aufnahmen aufbelichtet werden kann. Quantitative Messungen der Schwingungsform eines mit geringer Frequenz (ca. 1 Hz) schwingenden Lautsprechers wurden von CUTTER (1976) /32/ mittels multiplex Interferogrammen /145/ durchgeführt.

Gedämpfte sinusförmige Schwingungen wurden von JANTA/MILER /30/ mittels T. A. Aufnahmen, von VIKRAM et al. /146, 147/ mittels Doppelpuls-Aufnahmen untersucht. Die bezüglich der Ruhelage ungleichen Amplituden einer einseitig gedämpften und daher unsymmetrisch schwingenden Membran wurden von RÖHLER/SIEGER /59/ mittels Doppelpuls und time-average Interferogrammen untersucht. Solche unsymmetrischen Schwingungen würde das Trommelfell ausführen, wenn z. B. die Reibungs-

kräfte in der Schalleitungskette bei irgendwelchen pathologischen Prozessen von der Schwingungsrichtung abhängen oder wenn die Membran in einer Schwingungsrichtung jedesmal an ein Hindernis stößt.

Die Bewegungsgleichung des ersten Beispiels, also die eines harmonischen Oszillators mit zeitabhängiger Dämpfung wurde von LEACH (1978) /148/ gelöst.* Eine Schwingung, die dem 2. Beispiel entspricht, wurde interessanterweise von RAMAN (1921) /149/ an einem indischen Saiteninstrument, der "Tanpura" beobachtet. Bei diesem Zupfinstrument stoßen die Saiten beim Schwingen in einer Richtung jedesmal an einen Steg, der etwas niedriger ist als die Stege, die die Saite begrenzen. Hierdurch sollen nach einer Theorie von KAR (1923) /150/ und GUNNAIYA et al. (1925) /151/ zufolge der Grundton stark gedämpft, die geraden Obertöne hingegen verstärkt erklingen, was dem Instrument seinen eigenartig weichen Klang verleihen soll.

Allen den bisher zitierten theoretischen wie experimentellen Arbeiten ist gemeinsam, daß sie die holographische Messung nur ganz spezieller Schwingungen erlauben, die also nur bestimmte Frequenzen, Amplituden und/oder Zeitfunktionen haben dürfen, wobei letztere oftmals noch a priori bekannt sein müssen.

Im Hauptteil dieser Arbeit werden nun 2 holographische Verfahren zur Messung der zeitlichen Fourier-Koeffizienten jeder periodischen Bewegung von beliebigen, 3-dimensionalen Objekten mit rauher, diffus reflektierender Oberfläche entwickelt und vorgestellt.

* Die Schwingungsform kann aus dem Interferenzmuster natürlich direkt, ohne Lösung der zugehörigen Differentialgleichung gemessen werden.

III. Theoretische Grundlagen der holographischen Fourieranalyse von Schwingungen

Mit dem von Denis GABOR (1948 - 1951) /152 - 154/ ursprünglich zur Kompensation von Aberrationen im Elektronenmikroskop entwickelten und von LEITH / UPATNIEKS (1962 - 1964) /155 - 157/ verbesserten Verfahren - Holographie - ist es möglich, komplexe Amplituden, also Amplituden und Phasen von Strahlungsfeldern als Intensitätsverteilung eines Interferenzbildes zu speichern. Diese Interferenzmuster hoher Ortsfrequenz entstehen durch Überlagerung einer vom Objekt beeinflussten Welle - Objektwelle - mit einer dazu kohärenten, direkt auf das Speichermedium gerichteten Vergleichswelle - Referenzwelle - .

Die Intensität I dieses Interferenzfeldes, das im Falle lichtoptischer Strahlungsfelder photographisch gespeichert werden kann, beträgt:

$$I = (O + R)(O^* + R^*) = o^2 + r^2 + RO^* + R^*O \quad (1)$$

mit

$$O(\vec{r}, t) = o(\vec{r}) \exp [i(\delta(\vec{r}, t) + \omega t)] \quad (1a)$$

$$R(\vec{r}, t) = r \exp [i(\delta_r(t) + \omega t)] \quad (1b)$$

wobei $O(\vec{r}, t)$, $R(\vec{r}, t)$ bzw. $o(\vec{r})$, r die komplexen Amplituden bzw. die Amplituden der Objekt- und Referenzwelle beschreiben, δ bzw. δ_r sind die Phasen der entsprechenden Wellen, $\omega = 2\pi f$ mit f = Trägerfrequenz des Lichts. Die Referenzwelle sei eine ebene Welle, die nur zeitlich moduliert wird.

Bei geeigneter Belichtung und Entwicklung des Filmes kann eine zu I proportionale Schwärzung bzw. Transparenzverteilung erzielt werden, die bei der Rekonstruktion als Beugungsgitter wirkt. Ist die Rekonstruktionswelle mit der Referenzwelle identisch, dann erhält man aus (1):

$$I \cdot R \approx (o^2 + r^2)R + or^2 \exp [i(\delta + \omega t)] + or^2 \exp [i(2\delta_r - \delta + \omega t)] \quad (2)$$

Der 1. Term stellt die gedämpfte Referenzwelle dar (die Intensitäten o^2 und r^2 bewirken eine Schwärzung des photographischen Negativs).

Der 2. Term ist bis auf den konstanten Faktor r^2 identisch mit der Objektwelle und entspricht dem virtuellen oder primären Bild. Der 3. Term enthält mit o und δ auch die gesamte Information über die Objektwelle und entspricht infolge der Phase $-\delta$ dem konjugierten oder reellen Bild. Die beiden rekonstruierten Bilder sind räumlich getrennt, wenn bei der Aufnahme eine von der Objektwelle räumlich getrennte, zu dieser schräg einfallende Referenzwelle benutzt wird (off - axis Anordnung /155/).

Bewegt sich das Objekt während der Aufnahme, dann wird auch die Intensität I eine Funktion der Zeit t :

$$I(t) = |O(\vec{r}, t) + R(\vec{r})|^2 \quad (3)$$

Die über die Belichtungszeit τ gemittelte Intensität beträgt:

$$\langle I \rangle = (1/\tau) \int_0^\tau I(t) dt \quad (4)$$

Setzt man Gl. (3) in Gl. (4) ein, so erhält man analog zur Gl. (1) für die zeitlich gemittelte Intensität I' des virtuellen Bildterms:

$$\langle I' \rangle = \frac{R^*(\vec{r})}{\tau} \int_0^\tau O(\vec{r}, t) dt \quad (5)$$

An dieser Gleichung kann der Unterschied zwischen der holographischen Interferometrie und der gewöhnlichen Photographie gesehen werden: Photographisch speichern lassen sich, ganz gleich welches Aufnahme-medium benutzt wird (silberhalogenidhaltige Emulsionen, Bichromat Gelatinen, Thermoplaste, photochromes Glas oder das Auge des Beobachters), nur zeitlich gemittelte Intensitäten I (linke Seite der Gl. (5)). Holographisch lassen sich durch Verwendung einer kohärenten Vergleichswelle die über die Belichtungszeit gemittelten Amplituden O speichern (rechte Seite der Gl. (5)). Im Hologramm sind also alle die zeitabhängigen, zu verschiedenen Objektpositionen gehörenden, komplexen Amplituden $O(\vec{r})$ enthalten, die sich bei der Rekonstruktion zu einem Mittelwert $B(\vec{r})$ überlagern:

$$\langle B(\vec{r}) \rangle = \frac{RR^*}{\tau} \int_0^\tau O(\vec{r}, t) dt \quad (6)$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann $RR = 1$ gesetzt und alle Konstanten weggelassen werden.

Die Intensität I_B des rekonstruierten Bildes beträgt:

$$I_B(\vec{r}) = B B^* \quad (7)$$

Nach Gl. (1a) beträgt die Amplitude der von einer schwingenden Objektoberfläche reflektierten Wellenfront

$$O(\vec{r}, t) = o(\vec{r}) e^{i\delta(\vec{r}, t)} \quad (8)$$

Nach Abb. 5 (nächste Seite) bewirkt eine Objektänderung die Phasen-
änderung :

$$\delta(\vec{r}, t) = \frac{2\pi}{\lambda} M(\vec{r}, t) (\sin\varphi_1 + \sin\varphi_2) = M(\vec{r}, t) A \quad (9)$$

$M(\vec{r}, t)$: Auslenkung eines beliebigen Punktes der Membran zur Zeit t .
 A ist eine Konstante, die die Geometrie des Aufbaus und die Wellen-
länge λ berücksichtigt.

III. 1 Theorie der in dieser Arbeit benutzten Verfahren: Time-average, real time und stroboskopische Holographie ohne und mit Subtraktion

Time-average Aufnahme einer sinusförmigen Schwingung:

$$M(\vec{r}, t) = M(\vec{r}) \cos \omega t$$

mit $M(\vec{r}) = \text{max. Schwingungsamplitude}$

Damit folgt aus (9), (8) und (6):

$$\begin{aligned} \langle B(\vec{r}) \rangle &= (1/T) o(\vec{r}) \int_0^T \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} M(\vec{r}) (\sin\varphi_1 + \sin\varphi_2) \cos \omega t \right\} dt = \\ &= o(\vec{r}) J_0 \left(M(\vec{r}) \frac{2\pi}{\lambda} (\sin\varphi_1 + \sin\varphi_2) \right) \end{aligned} \quad (10)$$

$$I_B = I_B' J_0^2(MA)$$

I_B' ist die Intensität des Objektbildes in Ruhe

Diese Gl. (11) wurde von OSTERBERG (1932) /158/, der in einem klassischen Interferometer die Oberflächenschwingung einer ebenen Quarzplatte untersuchte, aufgestellt und gelöst.

Stroboskopische oder Doppelpuls Holographie:

Das Objekt wird mit 2 sehr kurzen Lichtpuls (bzw. einer Serie davon) in 2 beliebigen Positionen $M_1(\vec{r})$ und $M_2(\vec{r})$ seines Schwingungszyklus aufgenommen (siehe Abb. 5).

Die scheinbare Objektbewegung $M(\vec{r}, t)$ lautet:

$$M(\vec{r}, t) = \begin{cases} M_2(\vec{r}) & t > 0 \\ M_1(\vec{r}) & t \leq 0 \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \langle B(\vec{r}) \rangle &= (1/\tau) \int_{-\tau/2}^{\tau/2} o(\vec{r}) e^{i A M(\vec{r}, t)} dt = (1/\tau) o(\vec{r}) \left\{ \int_{-\tau/2}^0 e^{i A M_1(\vec{r})} dt + \right. \\ &\quad \left. + \int_0^{\tau/2} e^{i A M_2(\vec{r})} dt \right\} = (1/2) o(\vec{r}) \left\{ e^{i A M_1(\vec{r})} + e^{i A M_2(\vec{r})} \right\} \end{aligned}$$

Nach einigen trigonometrischen Umformungen gilt:

$$\begin{aligned} \langle B(\vec{r}) \rangle &= o(\vec{r}) \cos \frac{A(M_1 - M_2)}{2} e^{i \frac{A(M_1 + M_2)}{2}} \\ I_B(\vec{r}) &= I'_B(\vec{r}) \cos^2 \left(\frac{A(M_1(\vec{r}) - M_2(\vec{r}))}{2} \right) = \quad (12) \\ &= I'_B(\vec{r}) \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos(A(M_1(\vec{r}) - M_2(\vec{r}))) \right\} \end{aligned}$$

Zwei Sonderfälle:

1) Aufnahme des Objektes in den beiden Endlagen der Schwingung:

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} M_1(\vec{r}) &= M(\vec{r}) \\ M_2(\vec{r}) &= -M(\vec{r}) \end{aligned} \right\} \Rightarrow M_1(\vec{r}) - M_2(\vec{r}) = 2M(\vec{r}) \\ I_B(\vec{r}) &= I'_B(\vec{r}) \cos^2(A M(\vec{r})) \quad (12a) \end{aligned}$$

2) Aufnahme des Objektes in der Ruhe- und in einer Endlage der Schwingung:

$$M_1(\vec{r}) = 0, \quad M_2(\vec{r}) = M(\vec{r}); \quad \text{mit } \cos(-\alpha) = \cos \alpha \quad \text{gilt:}$$

$$I_B(\vec{r}) = I'_B(\vec{r}) \cos^2\left(\frac{AM(\vec{r})}{2}\right) = I'_B(\vec{r}) \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos(AM(\vec{r})) \right\} \quad (12b)$$

$M(\vec{r})$ = Maximalamplitude

Wegen $\cos(-AM) = \cos AM$ kann die Richtung der Schwingung nicht ohne weiteres bestimmt werden.

Holographische Subtraktion:

Wie experimentell und durch theoretische Überlegungen /104/, /105/, /159/, die bis auf GABOR (1965) /160/ zurückgehen, bewiesen wurde, können durch die Verschiebung der Phase von Referenz- oder Objektstrahl um π zwischen 2 Aufnahmen 2 komplexe Amplituden voneinander subtrahiert werden. Sind die beiden Amplituden der von einem Objektpunkt reflektierten Lichtwelle während der beiden Aufnahmen gleich (d. h. keine Objektänderung), dann wird diese Stelle nicht rekonstruiert und dieser Objektpunkt erscheint dunkel. Dies wird ausgenützt, um bei interferometrischen /106/ oder holographischen Untersuchungen /20/, /105/, /161/ kleiner Schwingungen die durch diese hervorgerufene, geringe Intensitätsänderung vor dem dunklen Hintergrund stationärer Bereiche empfindlicher messen zu können.

Die Aufnahme des Objektes in 2 Positionen wird wiederum beschrieben durch die Funktion $M(\vec{r}, t)$:

$$M(\vec{r}, t) = \begin{cases} M_2(\vec{r}) & t > 0 \\ M_1(\vec{r}) & t \leq 0 \end{cases}$$

Wird die komplexe Amplitude der Objekt- bzw. Referenzwelle zwischen den beiden Aufnahmen eines Doppelpuls-Interferogramms um π verschoben, gilt entsprechend Gl. (1a) bzw. (1b):

$$O(\vec{r}, t) = o(\vec{r}) e^{i\pi H(t)} e^{iAM(\vec{r}, t)}$$

bzw.

$$\text{mit } H(t) = \begin{cases} 1 & t > 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases}$$

$$R(t) = r e^{i\pi H(t)}$$

Hierbei ist die optische Trägerfrequenz ω sowie der absolute Phasenwinkel von Objekt- und Referenzstrahl der Übersichtlichkeit halber weggelassen worden.

Nach Gl. (6) gilt:

$$\begin{aligned}
 \langle B(\vec{r}) \rangle &= (1/T) \int_{-T/2}^{T/2} o(\vec{r}) e^{i A M(\vec{r}, t)} r e^{i \pi H(t)} dt = \\
 &= (1/T) o(\vec{r}) r \left\{ \int_{-T/2}^0 e^{i A M_1(\vec{r})} dt + e^{i \pi} \int_0^{T/2} e^{i A M_2(\vec{r})} dt \right\} = \\
 &= (1/2) r o(\vec{r}) \left\{ e^{i A M_1(\vec{r})} - e^{i A M_2(\vec{r})} \right\}
 \end{aligned}$$

Nach einigen trigonometrischen Umformungen erhält man:

$$\langle B(\vec{r}) \rangle = o(\vec{r}) r \left\{ -i \sin\left(\frac{A(M_1 - M_2)}{2}\right) \exp\left(\frac{i A(M_1 - M_2)}{2}\right) \exp(i A M_2) \right\}$$

mit $r^2 = 1$ gilt:

$$\begin{aligned}
 I_B &= I'_B(\vec{r}) \sin^2\left(\frac{A(M_1(\vec{r}) - M_2(\vec{r}))}{2}\right) \quad (13) \\
 &= I'_B(\vec{r}) \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos(A(M_1(\vec{r}) - M_2(\vec{r}))) \right\}
 \end{aligned}$$

Zwei Sonderfälle:

- 1) Aufnahme des Objektes in den beiden Schwingungsendlagen:

$$\left. \begin{aligned} M_1(\vec{r}) &= M(\vec{r}) \\ M_2(\vec{r}) &= -M(\vec{r}) \end{aligned} \right\} \Rightarrow M_1(\vec{r}) - M_2(\vec{r}) = 2 M(\vec{r})$$

$$I_B(\vec{r}) = I'_B(\vec{r}) \sin^2(A M(\vec{r})) \quad (13a)$$

- 2) Aufnahme des Objektes in der Ruhe- und in einer Schwingungsendlage:

$$M_1(\vec{r}) = 0, \quad M_2(\vec{r}) = M(\vec{r})$$

$$I_B(\vec{r}) = I'_B(\vec{r}) \sin^2\left(\frac{A M(\vec{r})}{2}\right) = I'_B(\vec{r}) \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos(A M(\vec{r})) \right\} \quad (13b)$$

Holographische Subtraktion und Addition bei time-average Aufnahmen:

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit für kleine Schwingungsamplituden wurde die hologr. Subtraktion auch auf die experimentell einfach ausführbare time-average Interferometrie angewendet /107/ (siehe S. 14):

$$R(t) = r e^{i\pi H(t)}$$

$$H(t) = \begin{cases} 1 & t > 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

$$O(\vec{r}, t) = o(\vec{r}) \exp[i \delta(\vec{r}, t) H(t)]$$

Sinusförmige Schwingung $\Rightarrow \delta(\vec{r}, t) = AM(\vec{r}) \cos \omega t$

$$\begin{aligned} B(\vec{r}, t) &= \left(1/2\pi \int_{-\tau}^{\tau} \left\{ o(\vec{r}) \exp[i AM(\vec{r}) \cos(\omega t') H(t')] r \exp[i\pi H(t')] \right\} dt' \right) \\ &= o(\vec{r}) r \left\{ 1/2\pi \int_{-\tau}^0 dt' + e^{i\pi} (1/4\pi) \int_0^{2\pi} \left\{ \exp[i AM \cos(\omega t')] \right\} d(\omega t') \right\} \\ &= (1/2) o(\vec{r}) r \left\{ 1 - J_0(AM(\vec{r})) \right\} \end{aligned}$$

$$I_B(\vec{r}) = I_B'(\vec{r}) \frac{1}{4} \left\{ 1 - J_0(AM(\vec{r})) \right\}^2 \quad (14)$$

Bei der Integration wurde wiederum nicht über die gesamte Belichtungszeit, sondern nur über eine Schwingungsperiode gemittelt.

Holographische Addition /91/:

Hierbei entfällt die Phasenverschiebung, wodurch der Faktor $e^{i\pi}$ wegfällt. Die Intensität im rekonstruierten Bild I_B beträgt dann:

$$I_B(\vec{r}) = I_B'(\vec{r}) \frac{1}{4} \left\{ 1 + J_0(AM(\vec{r})) \right\}^2 \quad (15)$$

J_0 ist die Besselfunktion nullter Ordnung

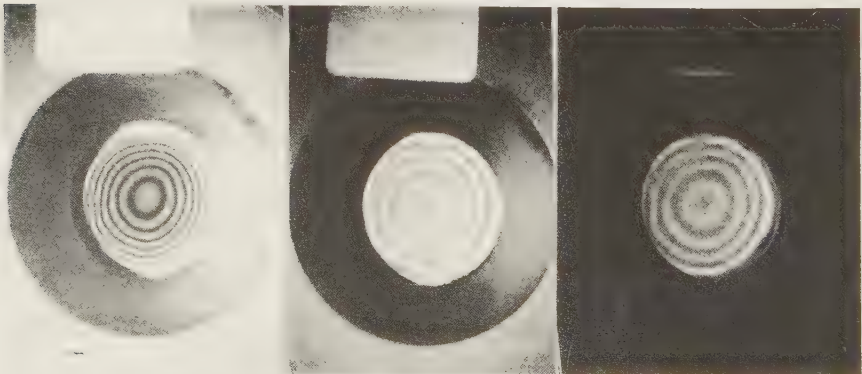


Abb. 6 T. A. Aufnahme Hologr. Addition Hologr. Subtraktion

III. 2 SSSC_n - Holographie

III. 2. 1 Optical serrodyning

Durch sägezahnförmige Phasenmodulation kann die Frequenz des Lichts verschoben werden [19/, [97/, [98/ - optical serrodyning, abgeleitet vom lateinischen serra = Säge - . Wird die Phase um 2π oder einem ganzzahligen Vielfachen k davon pro Schwingungsperiode $T = 1/f_s$ vergrößert oder verkleinert, dann wird damit die Frequenz des Lichts um $\pm kf_s$ verschoben.

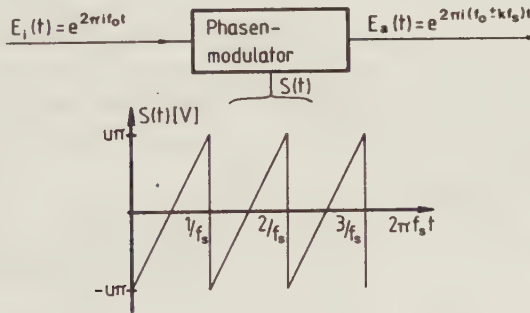


Abb. 7

An den Phasenmodulator wird das elektrische Signal $S(t)$ mit der Frequenz f_s und der Modulationsspannung U gelegt, das eine dazu proportionale Phasenänderung des einfallenden Lichts bewirkt.

$$S(t) = U(2\pi f t - (2l+1)\pi) \quad \text{mit} \quad \begin{matrix} 1 \leq f t < 1+1 \\ l = 0, 1, 2, \dots \end{matrix} \quad (16)$$

Das einfallende Licht habe die normierte, komplexe Amplitude $E_i(t)$:

$$E_i(t) = \exp(i\omega_0 t)$$

Die vom Modulator austretende Welle $E_a(t)$ hat die Form:

$$E_a(t) = M(t) \exp(i\omega_0 t) \quad (17)$$

mit

$$M(t) = \exp(iS(t)/S_{1/2}) \quad (18)$$

$S_{1/2}$ ist die Halbwellenspannung, also diejenige Spannung, bei der die

Phase des einfallenden Lichts gerade um eine halbe Wellenlänge verschoben wird.

Da $S(t)$ periodisch ist mit der Periode $T = 1/f_s$ ist auch $M(t)$ periodisch und erfüllt die Dirichlet'schen Bedingungen /162/, so daß $M(t)$ in eine zeitliche Fourier-Reihe entwickelt werden kann:

$$M(t) = \sum_n c_n e^{2\pi i n f_s t} \quad (19)$$

mit

$$\begin{aligned} c_n &= (1/T) \int_0^T M(t) e^{-2\pi i n f_s t} dt = \dots \text{ mit (16), (17), (18) } \dots \\ &= f_s \int_0^{1/f_s} \left\{ \exp[iU/S_{1/2} (2\pi f_s t - \pi)] \exp[-2\pi i n f_s t] \right\} dt = \\ &= f_s \left[\exp -iU/S_{1/2} \pi \right] \int_0^{1/f_s} \exp[2\pi i f_s t (U/S_{1/2} - n)] dt \end{aligned} \quad (20)$$

Es gilt aber für $U/S_{1/2} = k \in \mathbb{N}$ /163/:

$$f_s \int_0^{1/f_s} \exp[2\pi i f_s t (k - n)] dt = \delta_{kn} := \begin{cases} 1 & \text{für } k = n \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Ist also der Quotient $U/S_{1/2} = k \in \mathbb{N}$, d. h. ist die Spitzenspannung des am Modulator angelegten Sägezahnsignals gleich der Halbwellenspannung $S_{1/2}$ oder ein ganzzahliges Vielfaches davon, dann gilt Gl. (20) und weiter:

$$\exp[-ik\pi] = (-1)^k$$

Daraus folgt:

Ist die Spitzenspannung U des Signals $S(t)$ gleich der Halbwellenspannung oder ein Vielfaches davon, dann sind die Amplituden aller n Seitenbänder Null bis auf das mit $n = k$. Die aus dem Modulator austretende Lichtwelle hat dann mit (17) und (19) die Form:

$$E_a(t) = e^{i2\pi(f_0 \pm kf_s)t} \quad (21)$$

Phasenverzögerung (Modulation mit dem invertierten Signal $\bar{S}(t)$) liefert eine Frequenzänderung um $-kf_s$. Phasenbeschleunigung (Modulation mit $S(t)$) eine Frequenzerhöhung um den gleichen Betrag. Durch Wahl der Modulationsfrequenz f_s und der Modulationsspannung U läßt sich die Frequenz einer Lichtwelle beliebig verändern. Die Grenze der theoretisch möglichen, maximalen Frequenzverschiebung einer Welle mit endlicher Bandbreite

wurde von GARRETT et al. /164/ berechnet. Sie hängt von der Bandbreite ab und ist weit größer, als die im Rahmen dieser Arbeit zur Messung von Schwingungsformen notwendige wie auch technisch realisierbare (siehe im Kapitel V. 1 S. 55 unten) Frequenzverschiebung.

III. 2. 2 Die Filtereigenschaft von Hologrammen und SSSC_n - Interferogrammen

Die von GOODMAN /83/, NEUMANN /84/ und ALEKSOFF /19/ erkannte zeitliche Filterwirkung eines Hologramms ermöglicht es, durch entsprechende Frequenzänderung des Referenzstrahls jeden Frequenzanteil des Objektspektrums herauszufiltern (siehe II. 1. 3). Diese Filtereigenschaft soll im Folgenden untersucht werden.

Nach Gl. (5) gilt für die Belichtung E der Hologrammplatte:

$$E(t, \tau) = I'(t) \tau = \int_{-\tau/2}^{+\tau/2} R^*(\vec{r}, t') O(\vec{r}, t') dt' \quad (5)$$

τ sei die Belichtungszeit.

Der zeitliche Verlauf der Belichtung (Aus - An - Aus) kann durch die Rechteckfunktion beschrieben werden:

$$\text{rect } \frac{t}{\tau} = \begin{cases} 1 & \text{wenn } |t| \leq \tau/2 \\ 0 & \text{wenn } |t| > \tau/2 \end{cases}$$

Damit kann (5) umgeschrieben werden:

$$E(t, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect } \frac{t'}{\tau} R^*(\vec{r}, t') O(\vec{r}, t') dt' \quad (22)$$

Nach dem Parsevalschen Theorem /165/, /166/ gilt für 2 Funktionen $G(t)$, $H(t)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} G(t) H^*(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}(f) \tilde{H}^*(f) df$$

Damit gilt mit $\tilde{F} \left\{ \text{rect } \frac{t}{\tau} \right\} = \tau \text{sinc}(\tau f)$ (siehe /167/) $\text{sinc}(\tau f) =: \frac{\sin \pi \tau f}{\pi \tau f}$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{rect } \frac{t}{\tau} \left[R^*(\vec{r}, t') O(\vec{r}, t') \right] dt' = \int_{-\infty}^{\infty} \tau \text{sinc}(\tau f) \tilde{F} \left[R^*(\vec{r}, t) O(\vec{r}, t) \right] df \quad (23)$$

Nach dem Wiener - Khintchine Theorem /168/ gilt:

$$\tilde{F}\{\tilde{R}^*(\vec{r}, t) \circ (\vec{r}, t)\} = \tilde{R}(\vec{r}, f) \star \tilde{O}(\vec{r}, f) =: \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{R}^*(\vec{r}, f') \circ (\vec{r}, f' + f) df'$$

Der Stern $\star$ symbolisiert dabei eine Kreuz - Korrelation, $\tilde{F}\{\}$ eine Fourier - Transformation, $\tilde{E}(f)$ ist die Fourier - Transformierte von $E(t)$.

Gl. (22) kann hiermit in folgende Frequenzdarstellung gebracht werden:

$$E(f, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \tau \operatorname{sinc}(\tau f) [\tilde{R}(\vec{r}, f') \star \tilde{O}(\vec{r}, f')] df' \quad (24)$$

Damit wird das Spektrum $\tilde{E}(f)$ durch die Tiefpass - Filterwirkung der sinc - Funktion auf das Kreuz - Korrelationsspektrum von Objekt - und Referenzwelle beschränkt. Ist nun die Frequenz der von einem Objektpunkt auf das Hologramm gelangenden Lichtwelle durch die Objekt - änderung (d. h. durch Doppler - Effekt) um den Betrag Δf von der Frequenz der Referenzwelle verschieden, so wird die Amplitude des betreffenden Bildpunkts in der Rekonstruktion um den Faktor $\operatorname{sinc}(\tau \Delta f)$ geschwächt. An den Umkehrpunkten der Schwingung verschwindet die Doppler - Verschiebung ($\Delta f = 0$), so daß bei nicht frequenzverschobenem Referenzstrahl (time - average Methode, S.23) nur die Frequenz mit $\Delta f = 0$ in den Bandpass der Filterfunktion fällt.

Die Filtergüte wird durch die Belichtungszeit τ bestimmt, denn nimmt diese zu, dann wird die sinc - Funktion immer schmaler und der Bereich der zur Bildentstehung beitragenden Frequenzanteile konvergiert gegen $f = 0$.

Denn es ist /169/: $\lim_{\tau \rightarrow \infty} \tau \operatorname{sinc}(\tau f) = \delta(f)$

Damit wird Gl. (24) bei einer gegenüber der Schwingungsperiode T langen Belichtungszeit :

$$\begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow \infty} E(f, \tau) &= \lim_{\tau \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tau \operatorname{sinc}(\tau f) [\tilde{R}(\vec{r}, f') \star \tilde{O}(\vec{r}, f')] df' = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta(f') [\tilde{R}(\vec{r}, f') \star \tilde{O}(\vec{r}, f')] df' = \tilde{R}(\vec{r}, 0) \star \tilde{O}(\vec{r}, 0) \end{aligned} \quad (25)$$

Wird nun die Frequenz des Referenzstrahls um kf verschoben, so wird damit aus dem Spektrum der Objektwelle eben dieser Frequenzanteil herausgefiltert. Ein solches Hologramm wird SSSC_n - Hologramm genannt (Single - Sideband - Suppressed - Carrier), da die ursprüngliche Trägerfrequenz des Referenzstrahls in ein beliebiges Seitenband der Objektwelle

verschoben wird. Der Index n gibt an, welches Seitenband herausgefiltert wurde. Demnach wäre ein time - average Interferogramm ein $SSSC_0$ - Hologramm.

III. 3 Fourieranalyse mechanischer Schwingungen mittels $SSSC_n$ - Hologrammen

Durch Änderung der Frequenz des Referenzstrahls um den Betrag $k f_s$ kann aus dem Objektspektrum eben dieser Frequenzanteil herausgefiltert und gemessen werden. Dies ist das Grundprinzip der Bestimmung der optischen Fourierkoeffizienten $O_n(\vec{r})$ einer vom schwingenden Objekt reflektierten Lichtwelle $O(\vec{r}, t)$.

Nach Gl. (8) und (9) gilt:

$$O(\vec{r}, t) = o(\vec{r}) \exp[i M(\vec{r}, t) A] \quad (8')$$

$M(\vec{r}, t)$ beschreibt die Auslenkung der Membran. Diese kann für jeden Punkt $\vec{r}$ der Membran eine andere Form sowie eine andere Amplitude besitzen. Da die Funktion $M(\vec{r}, t)$ periodisch ist, kann sie analog zur Gl. (19) in eine zeitliche Fourier - Reihe entwickelt werden:

$$M(\vec{r}, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} M_m(\vec{r}) e^{i m \omega t} \quad (26)$$

$\omega = 2\pi f$, wobei f die Grundfrequenz der mechanischen Schwingung ist. Die Koeffizienten $M_m(\vec{r})$ können im allgemeinen auch komplex werden, doch tritt dann immer ein dazu konjugiert komplexer Term auf ($M_m = M_{-m}^*$), so daß die resultierende Funktion $M(\vec{r}, t)$ real ist.

Die Lichtwelle $O(\vec{r}, t)$, die an dem schwingenden Objekt reflektiert wird (Gl. (8)), kann ebenfalls in eine Fourier - Reihe entwickelt werden:

$$O(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} O_n(\vec{r}) e^{i n \omega t} \quad (27)$$

mit

$$\begin{aligned} O_n(\vec{r}) &= 1/2\pi \int_{-\pi}^{\pi} O(\vec{r}, t) e^{-i n \omega t} d(\omega t) = \\ &= 1/2\pi \int_{-\pi}^{\pi} o(\vec{r}) \exp[i M(\vec{r}, t) A] e^{-i n \omega t} d(\omega t) \end{aligned} \quad (28)$$

Ist die Bewegungsgleichung $M(\vec{r}, t)$ einer Schwingung bekannt, dann können im Prinzip mit Gl. (28) die Fourierkomponenten O_n der resultierenden Objektwelle und damit das Objektwellenspektrum berechnet werden. CUTTER /32/ tat dies für rechteck- und dreieckförmige Schwingungen. Ein Vergleich der berechneten Koeffizienten O_n mit den gemessenen zeigt dann, ob und in welchem Maße das Objekt eine bestimmte Schwingung auch wirklich ausführt.

Mittels der SSSC_n - Holographie können alle "optischen" Fourierkoeffizienten O_n gemessen und daraus dann die Objektschwingung $M(\vec{r}, t)$ rekonstruiert werden. Der Zusammenhang zwischen den "optischen" Koeffizienten O_n und den "mechanischen" M_n ist allerdings im allgemeinen recht kompliziert.

Zum Beispiel besitzt die sinusförmige Schwingung $M(\vec{r}, t) = M(\vec{r}) \sin \omega t$ mit Gl. (28) die Koeffizienten O_n :

$$O_n(\vec{r}) = 1/2\pi \int_{-\pi}^{\pi} \left\{ o(\vec{r}) \exp \left[i M(\vec{r}) A \sin(\omega t) - i n \omega t \right] \right\} d(\omega t) =$$

$$= \dots \text{ siehe z. B. /170/ } \dots = o(\vec{r}) J_n(M(\vec{r}) A) \quad (29)$$

J_n ist die Besselfunktion n-ter Ordnung und nach (29) der n-te Fourierkoeffizient der an einem sinusförmig schwingenden Objekt reflektierten Welle. Die gewöhnliche T. A. Holographie mißt davon nur die nullte Komponente $O_0(\vec{r})$ (siehe Gl. (10)).

Das Problem, aus den gemessenen Koeffizienten O_n die eigentlich interessierenden Koeffizienten M_m der mechanischen Schwingung abzuleiten, wurde von DALLAS und LOHMANN (1975) /31/ mit der folgenden Gleichung gelöst (Beweis im Anhang C):

$$M_m(\vec{r}) = -\frac{i}{m} C \sum_{n=-\infty}^{\infty} O_n(\vec{r}) O_{n-m}^*(\vec{r}) \quad (30)$$

Dieser bemerkenswerte Algorithmus verknüpft die Fourier-Koeffizienten M_m der Objektbewegung mit den Koeffizienten O_n der komplexen Lichtamplitude $O(\vec{r}, t)$ und ermöglicht damit zusammen mit Gl. (26) die Berechnung der zugrundeliegenden Schwingung $M(\vec{r}, t)$.

III. 3. 1 Phasenmessung

Es können nun keine komplexen Amplituden O_n , wie sie zur Auswertung der Gl. (30) bekannt sein müssen, sondern nur deren Intensitäten $|O_n|^2$ gemessen werden. Analog zur Grundidee der Holographie (Seite 21 f.) ist es aber möglich, aus dem durch kohärente Überlagerung mit einer Vergleichswelle entstehendem Interferenzmuster einen relativen Phasenwinkel Δ zu bestimmen und damit die komplexe Amplitude folgendermaßen zu rekonstruieren:

$$O_n = |O_n| e^{i\Delta_n} \quad (31)$$

Damit wird aus (30):

$$M_m(\vec{r}) = -\frac{i}{m} C \sum_{n=-\infty}^{\infty} |O_n(\vec{r})| |O_{n-m}(\vec{r})| e^{i(\Delta_n - \Delta_{n-m})} \quad (32)$$

Ein Nachteil dieses Verfahrens ist, daß dabei die Koeffizienten M_m der mechanischen Schwingung nicht absolut, sondern nur bis auf eine Konstante C bestimmt werden. Dies liegt daran, daß nur relative Intensitäten und Phasen gemessen werden können. Auch läßt sich der Koeffizient $M_0(\vec{r})$, der die Ruhelage und das Oberflächenprofil des Objektes beschreibt, aus Gl. (32) nicht bestimmen.

Zur Messung der Phasen Δ_n existieren 2 Methoden:

Die erste Methode wurde von CUTTER (1976) /32/ entwickelt und basiert auf 4 Intensitätsmessungen I_1 bis I_4 . I_1 ist die Intensität des ruhenden (stationären) Objektes (0-tes Seitenband). I_2 gibt jeweils die Intensität des n -ten Seitenbandes an. I_3 und I_4 werden in real time /32/ oder mittels der holographischen Addition /33/ gemessen und stellen die Intensitäten der Überlagerung der Amplituden des 0-ten und des n -ten Seitenbandes dar. Zur Messung von I_4 wird zusätzlich die Phase einer der beiden Wellen um $\pi/2$ verschoben.

$$I_1 = |O_0|^2; \quad I_2 = |O_n|^2; \quad I_3 = |O_0 + O_n e^{i\Delta_n}|^2; \quad I_4 = |O_0 e^{i\pi/2} + O_n e^{i\Delta_n}|^2$$

Daraus folgt:

$$I_3 = |O_0|^2 + |O_n|^2 + O_0 O_n (e^{i\Delta_n} + e^{-i\Delta_n}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta_n$$

$$\begin{aligned}
 I_4 &= |O_o|^2 + |O_n|^2 + O_o O_n e^{i(\Delta_n - \pi/2)} + O_o O_n e^{-i(\Delta_n - \pi/2)} = \\
 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin \Delta_n
 \end{aligned} \quad (34)$$

Mittels der Gl. (33) und (34) kann Δ_n berechnet werden

Wie bei /32/ näher ausgeführt wird, kann die holographisch gespeicherte Welle infolge nichtlinearer Entwicklung, Änderung der photographischen Emulsion etc. von der wirklichen Objektwelle abweichen. Damit wird der Korrelationsgrad zwischen den beiden Wellen O_o und O_n um einen nicht weiter meßbaren Faktor γ reduziert.

Wird aber zur Bestimmung von Δ_n der Quotient aus (34) und (33) benutzt, dann fällt dieser Faktor heraus:

$$\tan \Delta_n = \frac{\sin \Delta_n 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma}{\cos \Delta_n 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma} = \frac{I_4 - I_1 - I_2}{I_3 - I_1 - I_2} \quad * (35)$$

Mittels eines real time Hologramms, das ja ein photographisches Negativ darstellt, wird nicht die Amplitude O_o , sondern $O_o e^{i\pi}$ rekonstruiert. Erst nach Umkehrentwicklung oder nach einer zusätzlichen Phasenverschiebung um π erhält man Gl. (33) oder (34) - (35) gilt auch hier unverändert - , andernfalls gelten die in Klammern gesetzten Vorzeichen. Da nur relative Phasendifferenzen gemessen werden können, kann die Bezugsphase, wie auch aus Gl. (35) hervorgeht, beliebig gewählt werden.

Da für $\tan \Delta_n = \gamma$ immer 2 Lösungen $\Delta_n = x$ und $\Delta_n = x + \pi$ existieren, muß das Vorzeichen im Nenner von (35) berücksichtigt werden: Positives Vorzeichen: $-\pi/2 < x < \pi/2$

Negatives Vorzeichen: $+\pi/2 < x < 3/2\pi$

Für die zweite Methode zur Phasenbestimmung, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, wird ein zusätzlicher, kontinuierlicher Phasenschieber (z. B. ein Piezokristall mit einem daran festgeklebten Spiegel) gebraucht. Die an diesen angelegte Spannung U , die notwendig ist um ein Intensitätsminimum I in der real time Überlagerung der stationären

*In /32/ ist versehentlich I_3 mit I_4 vertauscht

Objektweite in dem rechten Seitenband zu erhalten, ist ein direktes Maß für die Phasendifferenz Δ_n .

Es gilt analog zu Gl. (33):

$$\begin{aligned} I &= \left| O_o e^{i\varphi} + O_n e^{i\Delta_n} \right|^2 = \left| O_o \right|^2 + \left| O_n \right|^2 + 2 O_o O_n \cos(\Delta_n - \varphi) = \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta_n - \varphi) \end{aligned} \quad (36)$$

Die resultierende Intensität I besitzt ein Minimum für

$$\cos(\Delta_n - \varphi) = -1 \Rightarrow \Delta_n - \varphi = \pi \Rightarrow \Delta_n = \varphi + \pi \quad (37)$$

mit

$$\varphi \sim U \quad (38)$$

ist die mittels des Phasenschiebers eingestellte Phase φ über eine Spannungsmessung meßbar.

Der Proportionalitätsfaktor von (38) kann in einem Interferometer leicht gemessen werden.

IV. Experimenteller Teil

IV. 1 Methoden zur holographischen Aufnahme von Trommelfellen

Das menschl. Trommelfell liegt, für holographische Aufnahmen recht ungünstig, hinter dem ca. 3,5 cm langen, leicht gebogenen äußeren Gehörgang (Abb. 1, S. 4). Bei allen in der Literatur bis 1978 beschriebenen Hologrammaufnahmen von Trommelfellen /1 - 11/, wurde deshalb dieses weitgehend freigelegt, was eine in vivo Anwendung ausschließt.

Zur Aufnahme durch den Gehörgang ohne irgendwelche Präparation gibt es prinzipiell 2 Möglichkeiten:

- 1) Die holographische Aufnahme entsteht direkt im Gehörgang vor dem Trommelfell mittels eines holographischen Endoskops.
- 2) Die eigentliche Aufnahme entsteht außerhalb des Gehörgangs, d. h. die Objektwelle wird aus dem Gehörgang herausgeleitet und trifft dann erst mit der Referenzwelle auf die Hologrammplatte.

HADBAWNIK (1975) /171, 172/ entwickelte auf der Grundlage eines handelsüblichen Endoskops ein holographisches Endoskop (Holoendoskop). Bei diesem ist im Endoskopkopf eine holographische "Miniatürkamera" untergebracht, die Aufnahmen von unzugänglichen Objekten ermöglicht.

Da das Holoendoskop aber nur zur Aufnahme senkrecht zu seiner Längsachse liegender Objekte geeignet ist, scheidet schon die zum Gehörgang fast senkrechte Lage des Trommelfells seine Verwendung, zumindest in seiner derzeitigen Form, aus. Zumal da der Durchmesser des Gehörgangs 2 - 3 mal kleiner als der des Holoendoskops (ϕ : 12 mm) ist. Die von HADBAWNIK /171/ angestellten Berechnungen zeigen aber, daß zur Gewährleistung einer optimalen Hologrammspeicherkapazität bei den notwendigerweise sehr kleinen Hologrammformaten (6 x 6 mm Seitenlänge bei /171/) sowie zur sicheren Trennung von reellem und virtuellem Bild die Aufnahmegeometrie nicht beliebig verkleinert werden kann. Die prinzipiell erreichbare Miniatürisierung der Aufnahmegeometrie ist aber für einen Einsatz im Gehörgang um mindestens den Faktor 2 zu groß, so daß Möglichkeit 1 ausfällt.

Bei der zweiten Möglichkeit, der Herausleitung des vom Trommelfell reflektierten Lichts (Objektwelle) aus dem Gehörgang, ist dessen Richtung der Beleuchtungsrichtung genau entgegengesetzt. Zur Trennung von Beleuchtungs- und Objektwelle gibt es mehrere Möglichkeiten:

- a) Beleuchtungs- und Objektwelle werden mittels Monomodefasern in bzw. aus dem Gehörgang geleitet.

Mit den bei Beginn dieser Arbeit erhältlichen Monomodefasern konnte nur eine Leistung von max. 1 W übertragen werden (siehe auch /171 S. 28/), so daß damit keine in vivo Aufnahmen möglich waren. Außerdem ist die Lichtfaser bzw. deren vorgeschaltete Optik die Eintrittspupille des Aufnahmesystems, was bei deren kleinem Durchmesser eine geringe Auflösung und starke Speckle-Granulation im holographischen Bild bewirkt /173/. Die begrenzte Auflösung eines solchen Lichtleiter-Hologramms zeigt deutlich ein Beispiel in Ref. /174/.

Die Verwendung eines akustisch geschlossenen Systems /11/ zur definierten Beschallung des Trommelfells wäre durch die Faserzuführung zumindest erschwert.

Aus diesen Gründen scheidet Möglichkeit a) aus.

b) Die Hologrammplatte wird durchbohrt (Lochdurchmesser 3 mm) und in die Brennebene eines Objektivs gebracht. Das divergierende Lichtbündel beleuchtet nun durch den Gehörgang bzw. den Ohrtrichter (Spekulum) hindurch das Trommelfell und wird von diesem auf die Hologrammplatte reflektiert (Abb. 8 oben). Eine Lupe vergrößert das Trommelfell, so daß ein ca. 2,5-fach vergrößertes, virtuelles Bild aufgenommen wird.

Mit dieser sehr kompakten Versuchsanordnung wurden qualitativ sehr gute Interferogramme erzielt. Das Durchbohren der Hologrammplatte, was ja bei Dunkelheit geschehen muß, ist jedoch mühsam und mit einigem Ausschuß - zersprungene Platten, gesprungene Lochränder, verkratzte Photoemulsionen - verbunden. Da zudem die Durchbohrung bei anderen Filmmaterialien wie z. B. thermoplastischen Filmen u. U. große Probleme mit sich bringt, wurde im Folgenden mit Anordnung c) gearbeitet.

c) In dieser prinzipiell b) ähnlichen Versuchsanordnung steht anstelle der Hologrammplatte ein durchbohrter Spiegel, durch dessen Loch hindurch das darauf fokussierte Laserlicht das Trommelfell beleuchtet.

Mögliche Versuchsanordnungen (schematisch)

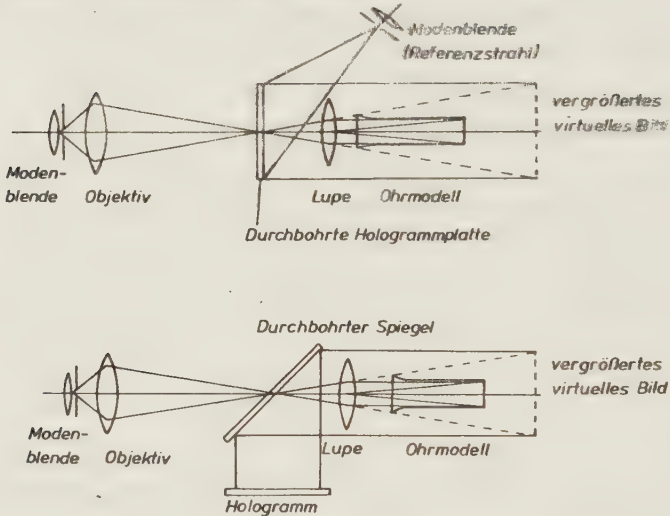


Abb. 8

Das von diesem reflektierte Licht wird dann von dem Spiegel auf die Hologrammplatte gespiegelt (unterer Teil der Abb. 8, in den der Referenzstrahl der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet ist).

Anstelle des durchbohrten könnte auch ein halbdurchlässiger Spiegel verwendet werden. Doch gehen dann mindestens 75% der eingestrahnten, besonders bei Impulsaufnahmen so wertvollen Lichtenergie der Hologrammaufnahme verloren. Da für vorliegende Arbeit nur ein schwacher Laser (Ausgangsleistung $< 8 \text{ mW}$) zur Verfügung stand, hätte dieser Spiegeltyp bei stroboskopischen Aufnahmen zu Belichtungszeiten von ca. 8 min Dauer (!) geführt.

Bei der geringen Größe des Trommelfells - im Normalfall ellipsenförmig mit Hauptachsenlänge 9 und 11 mm - und dem geringen Durchmesser des Gehörgangs macht sich ein Effekt bemerkbar, der beim Arbeiten mit kohärentem Licht allgemein auftritt:

Die Speckle - Granulation.

Durch Reflexion einer kohärenten Welle an den vielen statistisch verteilten Streuzentren einer rauen Oberfläche entstehen entsprechend viele

Elementarwellen mit statistisch schwankender Phase und Amplitude. Diese überlagern sich zu einem komplizierten, zeitlich stationären Interferenzfeld mit statistisch schwankender Intensität (Speckle) /175/. Wird eine solche Oberfläche abgebildet, sei es von einer photographischen Kamera auf einen Film oder vom Auge auf die Retina, dann ist die durchschnittliche Größe σ eines Speckle-Korns im Bild nach SCHIFFNER /176/ ungefähr gleich der Auflösung der verwendeten Optik:

$$\sigma \approx 0,77 \frac{\lambda}{N. A.} \quad N. A. : \text{Numerische Apertur des abbildenden Systems} \quad (39)$$

Nach /177/ beträgt der Faktor für die maximale Auflösung bei kohärenter Beleuchtung 0,77 anstatt 0,61 bei inkohärenter Beleuchtung.

Diese Granulation bedeutet also trotz ihrer statistischen Natur keinen Verlust an Information, obwohl die visuelle Detailerkennbarkeit durch die statistische Verteilung und Größe der Granulationskörner nach /178/ um den Faktor 5 - 8 gegenüber der beugungsbedingten Auflösung verringert wird. Zur sicheren interferometrischen Auswertung sollte demnach der Abstand der rekonstruierten Interferenzstreifen mindestens das 5-fache der mittleren Speckle-Größe σ betragen.

Die mittlere Größe der Speckle im photographischen Bild hängt nach Gl. (39) nur von der effektiven numerischen Apertur des abbildenden optischen Systems ab. Der holographische Prozeß selbst verläuft praktisch ohne Informationsverlust und beeinflusst die Speckle-Größe nicht. Dabei wird allerdings vorausgesetzt, daß die wirksame Hologrammfläche groß genug ist, um nicht als Aperturblende für die Beobachtungsoptik zu wirken, daß die Bandbreite des Laserlichts klein (He-Ne Laser: $\Delta\lambda \approx 0,002 \text{ nm}$) und daß ebene Referenz- und Rekonstruktionswellen verwendet werden. Außerdem muß deren Wellenlänge gleich sein. Wird dies nicht erfüllt, z. B. bei Doppelpuls-Aufnahmen mit einem Rubin-Laser ($\lambda = 694,3 \text{ nm}$) und Rekonstruktion mit einem He-Ne-Laser ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) treten Aberrationen auf, die die Punkt-Auflösung des holographischen Bildes beeinflussen. Leider kann in einem solchen Fall die Auflösung nach HADBAWNIK /171/ nicht explizit berechnet werden. Mittels eines Dauerstrich-Farbstofflasers lassen sich jedoch diese Aberrationen vollständig vermeiden.

Nach Gl. (39) ist die mittlere Speckle-Größe σ umgekehrt proportional zur numerischen Apertur des Aufnahmesystems. Diese Apertur wird durch

den als Aperturblende wirkenden Ohrtrichter bestimmt und hängt von dessen Durchmesser, Länge, von dessen Form und vom Abstand Trommelfell - Ohrtrichter ab. Bei dieser Anzahl von aperturbestimmenden Faktoren ist im Rahmen dieser Arbeit nur eine Überschlagsrechnung sinnvoll. Die mittlere Speckle - Größe beträgt nach Gl. (39):

$$\sigma \approx 1,54 \frac{\lambda g}{D} = 1,54 \lambda \frac{f(M+1)}{D} \quad (40)$$

g: Gegenstandsweite; M: Vergrößerung; f: Brennweite des Aufnahmeobjektivs; D: Durchmesser der Eintrittspupille

Die Bestimmung der Eintrittspupille D ist am ungenauesten: Bei einer Länge des Ohrtrichters von 3,5 cm, einem Durchmesser von 4 mm und einem Abstand Trommelfell - Ohrtrichter von 0,8 cm wird ein Öffnungswinkel von $\theta \approx 3^\circ$ berechnet. Bei einer Gegenstandsweite $g = 30$ cm beträgt dann $D = 3$ cm. Dieser Wert ist identisch mit dem Durchmesser der vom Objektstrahl beleuchteten Hologrammfläche, so daß die Hologrammfläche, bei einem Durchmesser des Objektivs von 60 mm, als Aperturblende für die Beobachtungsoptik der Kamera wirkt. Da diese Hologrammfläche zur Vermeidung störender Reflexe und zur Erhaltung kontrastreicher Bilder in der Regel teilweise abgeblendet werden muß, wird der Durchmesser der Eintrittspupille weiter um ca. $1/3 - 1/2$ eingeschränkt.

Bei der Aufnahme der Hologramm - Rekonstruktion mit einem Teleobjektiv (Vivitar® Makro-Zoom) der Brennweite $f = 210$ mm, $M = 0,33$, $\lambda = 633$ nm und $D = 2$ cm ergibt sich mit (40):

$$\sigma \approx 14 \mu$$

Zur bequemen Auswertung wird das Negativ um ca. den Faktor 20 vergrößert, so daß ein Bild vom Trommelfell mit ca. 6 cm Durchmesser entsteht. Der um den gleichen Faktor vergrößerte, mittlere Speckle - Durchmesser beträgt dann im photographischen Positiv:

$$\sigma \approx 0,3 \text{ mm}$$

Dieser Wert wird durch die erzielten Ergebnisse /12/, /14/, /15/ und Abb. 11, 12 bestätigt und zeigt, daß auswertbare Interferogramme auch bei der geringen, durch den Gehörgang bedingten numerischen Apertur erzielt werden können. Eine operative Freilegung des Trommelfells zur Schwingungsanalyse ist also nicht notwendig.

Der Gehörgang bzw. der Ohrtrichter wirkt durch seine Länge (ca. 3,5 cm) auch als Gesichtsfeldblende, was sich besonders bei Interferogrammen durch die damit auftretende Schwierigkeit, die absolute Ordnung der Interferenzstreifen zu bestimmen, störend bemerkbar macht. Die Verwendung eines üblichen Otoskops zur holographischen Trommelfelluntersuchung [15], wodurch mittels eines Weitwinkel - Linsensystems fast das gesamte Trommelfell mit einer Aufnahme erfaßt werden kann, hat sich z. Z. noch nicht bewährt, da die damit erhaltenen Interferogramme ihrer bislang sehr schlechten Qualität wegen kaum eine sinnvolle Auswertung zulassen.

Einen großen Fortschritt würde deshalb die Konstruktion eines optischen Systems darstellen, das einerseits eine ebene Beleuchtungswelle, andererseits eine vollständige Aufnahme von Trommelfellen mit maximaler Apertur ermöglicht.

Allein schon der Einsatz stärker konisch geformter Ohrtrichter, die es bislang nicht im Handel gibt, obwohl sie wegen der Dehnbarkeit des äußeren Gehörgangsdrittels (Abb. 1, S.4) auch aus anatomischer Sicht bequem zu verwenden wären, brächte eine Verbesserung der Auflösung sowie eine Vergrößerung des Bildfeldes.

Die Bikonvexlinse (Lupe) in Abb. 8 hatte 2 wichtige Funktionen:

- 1) Erzeugung einer ebenen Beleuchtungswelle
- 2) Vergrößerung des Trommelfells um das 2,5 - fache.

Ad 1): Das Objektiv in Abb. 8 wird so gewählt und justiert, daß es mit der Lupe ein teleskopisches System bildet. Dies liefert eine zur interferometrischen Auswertung nach Abb. 5 und Gl. (9) notwendige ebene Beleuchtungswelle. Mit $d \sim f_2/f_1$ kann der Durchmesser d der Beleuchtungswelle durch die Wahl der Brennweiten von Lupe (f_2) und Objektiv (f_1) sowie durch Änderung des Abstandes Objektiv - Modenblende dem Durchmesser des Gehörgangs angepaßt werden. Dies gewährleistet eine ökonomische Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Laser - Lichtenergie.

Ad 2): Bei der Rekonstruktion kann infolge der Bohrung in Spiegel oder Hologramm ein Teil der Objektstruktur nicht beobachtet werden. Bei großen Objekten ist dies nicht weiter störend, da der Informationsverlust, relativ zur gesamt erhaltenen Information gering ist und dadurch meist leicht ergänzt werden kann. Auch kann hier die einzigartige Fähigkeit der Holographie ausgenützt werden, die ja eine 3 - dimensionale Beobachtung

des aufgenommenen Gegenstandes und damit aus verschiedenen Beobachtungsrichtungen einen Blick an der Bildaussparung vorbei, erlaubt.

Bei der Größe des Trommelfells, der Aperturblende und der daraus resultierenden Größe der belichteten Hologrammfläche ist der Informationsverlust, so klein die Bohrungen auch sind, recht schwerwiegend. In demselben Maße, in dem das Objekt vor der Bohrung vergrößert wird, verkleinert sich der Informationsverlust. Außerdem ermöglicht die Vergrößerung, wodurch auch die nun von der virtuellen Bildwelle belichtete Hologrammfläche vergrößert wird, Beobachtungen bzw. photographische Aufnahmen an der Bildlücke vorbei, so daß keine unauswertbaren, da verdeckte Stellen zurückbleiben.

Mittels eines Abbildungssystems (photogr. Kamera) geringer Schärfentiefe können die Ebenen, in denen die Bildlücke und das eigentliche Objekt liegen, sicher getrennt werden. Wie die Abb. 11 und 12 zeigen, macht sich die Bildlücke dann nicht mehr störend bemerkbar.

Wird der Abstand Linse - Trommelfell größer als deren Brennweite, erhält man ein vergrößertes, reelles Bild des Trommelfells. Bildet man dies nun genau auf die Hologrammplatte ab, erhält man ein Bildebenen - Hologramm /179/. Diese Anordnung stellt so geringe Anforderungen an die Kohärenz der Rekonstruktionslichtquelle, daß hierzu eine gewöhnliche Glühlampe, wie Abb. 9 zeigt, ausreicht. Dies vereinfacht die Auswertung der Interferogramme außerhalb eines Laser - Labors beträchtlich. Zusätzlich wird durch die Rekonstruktion mit teilkohärentem Licht die Speckle - Granulation, wie GILBERT et al. (1978) /180/ zeigten, deutlich reduziert. Des weiteren können durch entsprechende Wahl des Abbildungsmaßstabes, wie auch bei Verwendung der Linse als Lupe solche Vergrößerungen erzielt werden, daß die Hologrammplatte, selbst bei teilweiser Abblendung, nicht mehr als Eintrittspupille für die photographische Kamera wirkt. Dies verringert die Größe der Speckle in der Rechnung nach Gl. (40) im photogr. Positiv um etwa die Hälfte.

Die beschriebenen Versuchsanordnungen (Abb. 8) haben auch noch den Vorteil, daß die optischen Komponenten des Aufbaus auf kleinstem Raum zusammengefaßt werden können und damit den Bau einer leicht transportierbaren holographischen Kamera erlauben würden.

Sehr günstig für die Untersuchung kleiner Schwingungsamplituden ist auch, daß bei der zur Membranoberfläche senkrechten Beleuchtungs- und

Beobachtungsrichtung die hologr. Interferometrie nach Gl. (9) die größte Empfindlichkeit für kleine Schwingungsamplituden aufweist.

Zur Erprobung der Versuchsanordnung wurde ein originalgetreues Ohrmodell nach einem Abguß eines menschlichen Ohres angefertigt (Abb. 10) (Hersteller: Th. Wesendahl, Münster). Es gibt die Anatomie des Gehörgangs sowie die Größe und Lage des Trommelfells dazu originalgetreu wieder. Auch die unterschiedliche Härte des knöchernen und knorpligen Teils des Gehörgangs konnte durch die Verwendung entsprechender Kunststoffe (Moldano[®] bzw. Xantopren[®] grün von Bayer) den wirklichen Verhältnissen gut angepaßt werden. Als Trommelfell - ersatz diente Seidenpapier, das akustisch über einen Hochleistungslautsprecher angeregt wurde.

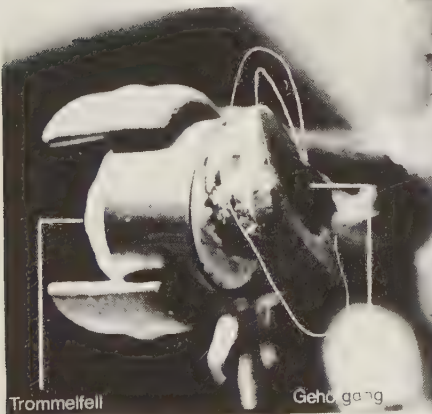
Abb. 9

Ein mit weißem Glühlicht rekonstruiertes Bildebenen - Interferogramm. Es wurde an einem ersten, prinzipiell dem der Abb. 10 ähnlichen Ohrmodell aufgenommen



Abb. 10

Das anatomisch maßstabstreue Ohrmodell. Zur Erhöhung der Anschaulichkeit wurde in der Abbildung die Ohrmuschel angedeutet



An dem Ohrmodell der Abb. 10 sowie an einem diesem ähnlichen Modell wurden nun Interferogramme durch den Gehörgang hindurch bei verschiedenen Lautstärken und Frequenzen (Abb. 11) gewonnen. Die gute Qualität der Aufnahmen erlaubt dabei eine sichere Identifizierung von über 11 Interferenzstreifenordnungen (Abb. 12).



Abb. 11

3 Interferogramme, aufgenommen bei 8000 Hz, 8500 Hz und 8750 Hz am Ohrmodell der Abb. 10

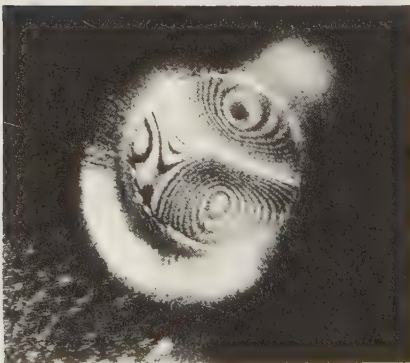


Abb. 12

Time - average Aufnahme bei 1500 Hz. 11 Interferenzstreifenordnungen können sicher unterschieden werden

Falls notwendig, können zur Auswertung die Speckle teilweise mittels der Rainbow-Holographie /181, 182/, /183/ beseitigt werden:

Ein Hologramm wird auf übliche Weise aufgenommen. Darauf wird eine schmale, horizontale Schlitzblende vor das Hologramm gebracht und dieses durch die Blende mit der konjugierten Referenzwelle beleuchtet. Das dadurch entstehende reelle Bild dient als Objekt für ein zweites Hologramm. Bei der Rekonstruktion dieses zweiten Hologramms mit normalem Weißlicht wird von jeder Wellenlänge ein Bild der Schlitzblende an einer verschiedenen Position gebildet. Der Beobachter sieht durch jedes dieser Schlitzbilder das Originalobjekt in jeweils einer anderen (Regenbogen-) Farbe. Die Überlagerung dieser Schlitzbilder, von denen jedes eine eigene Speckle - Statistik besitzt, mittelt in ähnlicher Weise wie die bisher entwickelten, sehr umständlichen Verfahren zur Speckle - Reduzierung /184 - 187/ die individuellen Speckle - Intensitätsschwankungen zu einem Mittelwert. Diese Granulationsreduktion wurde an Einschritt - Rainbow - time - average Interferogrammen von YU et al. (1978) /188/ demonstriert.

Der Beweis, daß mit Hilfe der in diesem Kapitel beschriebenen Versuchsanordnungen auch am lebenden Menschen durch den Gehörgang Interferogramme aufgenommen werden können, gelang VON BALLY (1979) /14/. Es konnten damit sogar schon verschiedene, bislang allerdings nur sehr gravierende Schalleitungsdefekte unterschieden werden.

V. Die Modulationsverfahren

Aus 3 voneinander unabhängigen Gründen mußten im Rahmen dieser Arbeit neben den Standardverfahren (Abschnitt II. 1. 1 S. 7f) der holographischen Schwingungsanalyse auch verschiedene Modulationstechniken (Abschnitte II. 1.2 - II. 1. 4 S. 9ff, sowie Abschnitte III. 1 - III. 2. 2 Seite 23ff) angewendet werden:

- 1) Zur Untersuchung von Objekten, die mittels nicht vergüteter Linsen aufgenommen werden müssen.
- 2) Für die Messung kleinster Amplituden besonders an Objekten, die keine gleichmäßig reflektierende Oberfläche besitzen.
- 3) Für die Messung der Schwingungsform.

Ad 1: Bei der Verwendung nicht oder nicht genügend gut vergüteter Linsen - etwa bei Verwendung eines Otoskops /15/ oder in der Mikroholographie - aber auch bei der Aufnahme von Objekten mit glänzender Oberfläche ist es oft unvermeidbar, daß ein Teil der Beleuchtungswelle direkt auf die Hologrammplatte reflektiert wird. Diese äußerst störenden Lichtreflexe sind dann der interessierenden Objektstruktur überlagert. In Kapitel V. 1 wird, neben der Beschreibung des experimentellen Aufbaus sowie der verschiedenen Geräte zur Lichtmodulation, experimentell gezeigt, wie diese Reflexe mit Hilfe geeigneter Modulationsverfahren vollständig eliminiert werden können.

Ad 2: In Abschnitt V. 2 werden die Empfindlichkeiten der einzelnen Verfahren für kleine Schwingungsamplituden untersucht.

Ad 3: Alle im Abschnitt II. 2 S. 15 beschriebenen, holographischen Versuche anhand eines Interferogramms die Schwingungsform beliebiger mechanischer Schwingungen zu messen, blieben erfolglos. Erst mit Hilfe einer Reihe von amplituden- bzw. phasenmodulierten Hologrammen ist es möglich, beliebige Schwingungsformen zu messen. Dies wird in Kapitel VI. gezeigt.

V. 1 Experimentelle Durchführung der verschiedenen Modulationsverfahren und neue Anwendungsmöglichkeiten

Obwohl alle elektrooptischen Modulatoren, gleich ob sie den quadratischen - (Kerr - /189/) oder linearen elektrooptischen Effekt (Pockels - Effekt /190/) ausnützen, prinzipiell über die Änderung des Brechungsindex Phasenmodulatoren sind, gibt es doch technisch optimierte Lösungen für elektrooptische Amplituden- und Phasenmodulatoren (siehe /191/ mit insgesamt 125 Literaturhinweisen).

Amplitudenmodulation:

Zur Amplitudenmodulation eines CW - Lasers haben sich neben mechanischen Lösungen /24/, /60/, /78, 79/ z.B. mittels einer entsprechend geschlitzten Drehscheibe, vor allem Pockelszellen bewährt. Denn die beliebige Änderung der Lichtpulslänge sowie die Einstellung einer beliebigen, auch über längere Belichtungszeiten konstante Phasenlage der Lichtpulse relativ zur Schwingung des Untersuchungsobjekts ist, zumal bei hohen Frequenzen, nur mittels elektrooptischer Modulatoren möglich. Unter diesen hat die Pockelszelle gegenüber der Flüssigkeitskerrzelle den Vorteil der niedrigeren Betriebsspannung, der längeren Lebensdauer sowie der leichteren Handbarkeit.

Phasenmodulation:

Eine relativ einfache* und billige* Vorrichtung zur Phasenmodulation stellt ein kleiner Spiegel dar, der an einem piezoelektrischen Element oder auch an einem guten Lautsprecher angebracht ist. Die Phase des vom Spiegel reflektierten Lichts ändert sich dann proportional zur Änderung der Kristalllänge und damit proportional zur angelegten Spannung. Diese Möglichkeit hat sich gut zur Phasenmessung (S. 35) sowie zur sinusförmigen Phasenmodulation bis ca. 30 kHz bewährt.

* Diese Anmerkungen beziehen sich nicht auf den Signalverstärker zum hochfrequenten Antrieb der Piezokristalle. Diese besitzen nämlich eine relativ hohe Kapazität C (zwischen 13 - 30 nF), so daß bei den erforderlichen schnellen Spannungsänderungen dU/dt z.B. einer sägezahnförmigen Modulation große Ströme I fließen, die die im Handel erhältlichen Verstärker überfordern. Es gilt:

Bei der sägezahnförmigen Phasenmodulation (Optical serrodyning S. 29) darf die Rückführungszeit des Spiegels in den Ausgangszustand nur etwa 1 % der Sägezahnperiode betragen, da sonst die endliche Unterbrechung der linearen Phasenverschiebung als zusätzliche Amplitudenmodulation wirkt. Diese Forderung ist mit Lautsprechern schon für Sägezahnsignale ab ca. 500 Hz nicht mehr zu erfüllen.

Auch bei Verwendung eines Piezokristalls als aktives Element des Modulators konnte eine Frequenzverschiebung des reflektierten Lichts nicht erreicht werden, obwohl die Rückstellzeit des Modulators weniger als 1 % der Sägezahnperiode ausmachte. Zur Klärung der Ursache wurde der Modulator in ein Mach-Zehnder Interferometer gestellt (siehe Abb. 15), so daß die Phasenmodulation mit Hilfe einer schnellen Photozelle als Intensitätsmodulation gemessen werden konnte. Wie im unteren Teil des Oszillographenbildes der Abb. 13 gesehen werden kann, treten in der Piezokristall-Spiegel Kombination bei Anregung mit Signalen, die hochfrequente Komponenten (Rechteck-Signal im oberen Teil der Abb. 13) enthalten, Resonanzschwingungen auf. Diese haben Amplituden, die die Verwendung eines solchen Modulators zur sägezahnförmigen Phasenmodulation über ca. 500 Hz ausschließen.

Der in dieser Arbeit verwendete elektrooptische Phasenmodulator vom Pockelszell-Typ (Firma: Electro-optic developments, Typ PC 14) zeigte dagegen selbst bei rechteckförmiger Anregung mit 10 kHz keinerlei Resonanzschwingungen (Abb. 14) und außerdem Signalanstiegs- und -abfallzeiten, die weit unter den mittels des Signalgenerators bzw. Hochspannungsverstärkers erreichbaren Zeiten liegen.

(Fortsetzung der Fußnote von S. 49)

$$I = dQ/dt = (dU/dT) C \quad (41)$$

Zur Verschiebung der Lichtphase um 10λ müssen ca. 250 V am Kristall anliegen. Die Zeit zur Rückführung des Kristalls in den Ausgangszustand soll gerade 1 % der Sägezahnperiode $T = 1/f$ betragen. Bei der Frequenz $f = 2000$ Hz folgt mit:

$$dU/dt = 250 \text{ V} / 5 \cdot 10^{-6} \text{ s} , \quad C = 30 \cdot 10^{-9} \text{ As/V} \Rightarrow \underline{I = 1,5 \text{ A}}$$

Eine Eigenentwicklung, die Spitzenströme bis 3 A bei $U = 100$ V und einer Anstiegsrate von über $150 \text{ V}/\mu\text{s}$ liefert, wird in Anhang A vorgestellt.

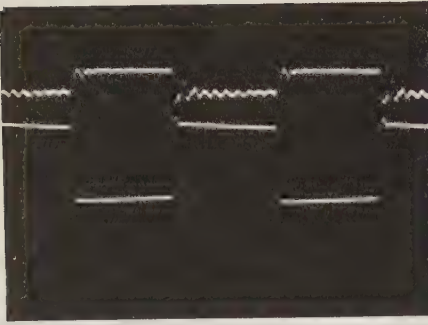


Abb. 13 Piezokristall / Spiegel -
Modulator

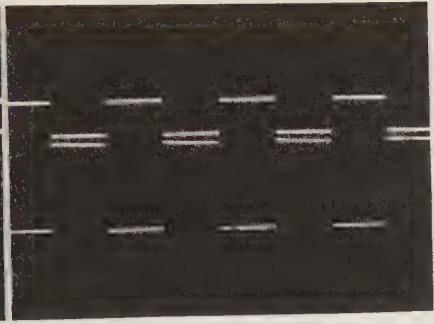


Abb. 14 Elektrooptischer Modulator

Untere Hälfte: Das an den beiden Modulatoren jeweils anliegende Rechteck - Modulationssignal
Obere Hälfte: Die dadurch jeweils erzielte Phasen- bzw. Intensitätsmodulation

Auch durch laufende Ultraschallwellen entsprechender Frequenz F in einem akusto-optischen Modulator kann, ähnlich wie mittels eines rotierenden Radialgitters /94/, die Frequenz eines einfallenden Lichtstrahls beliebig verschoben werden. Das Licht der n -ten Beugungsordnung besitzt dann eine um nF verschobene Frequenz. Der Nachteil ist, daß nur ein Bruchteil des eingestrahlt Lichts in die gewünschte Ordnung gebeugt, also um eine bestimmte Frequenz verschoben wird. Außerdem hängt der Beugungswinkel von der Ultraschallfrequenz ab, was bei deren Änderung jedesmal eine Neujustierung erfordert. Für die im Rahmen dieser Arbeit notwendigen Frequenzänderungen sind demnach diese Ultraschall-Modulatoren weniger empfehlenswert.

Die Abb. 15 zeigt den für diese Arbeit benutzten holographischen Aufbau. Er enthält neben den üblichen optischen Komponenten - Laser, variabler Strahlteiler, Spiegel, Plattenhalter - zusätzlich eine Pockelszelle zur stroboskopischen Objektbeleuchtung (siehe S. 9f und S. 25f), einen elektrooptischen Phasenschieber zur beliebigen Phasenmodulation bzw. zur Frequenzverschiebung (S. 11, 29 und 31), sowie einen piezoelektrischen Kristall zur Phasenmessung (S. 35) und zur holographischen Subtraktion (S. 14 und 27f). Zur quantitativen Messung der Phasenänderungen ist in den Aufbau ein Mach-Zehnder Interferometer integriert.

Mit diesem läßt sich auch leicht die Güte der Modulation über den Grad der Unterdrückung der ursprünglichen Frequenz kontrollieren. Denn ist die gesamte aus dem Modulator austretende Lichtwelle (Referenzwelle) um einen beliebigen Betrag von der Frequenz der mit ihr interferierenden Welle (Objektwelle) verschoben, so sind im Interferometer keine Interferenzstreifen mehr zu sehen.

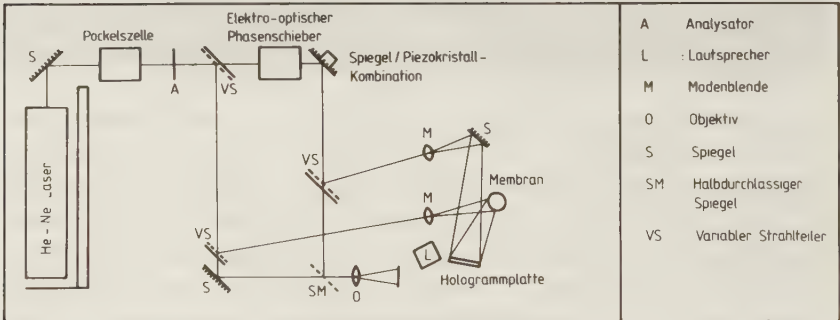


Fig. 15 Der Aufbau zur Holographie mit modulierter Phase und/oder Amplitude sowie zur Messung von Schwingungsformen

Bei der Positionierung des elektrooptischen Phasenschiebers ist zu berücksichtigen, daß der einfallende Lichtstrahl den Kristall insgesamt 3 mal durchläuft - multiple pass Technik zur Reduzierung der Halbwellenspannung - ehe er am anderen Ende wieder austritt. Dies bedeutet bei einer Kristalllänge von 65 mm und einem Brechungsindex des ADP - Kristalls von $n = 1,52$ bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ /192/ eine optische Weglänge von 29,6 cm. Bei einer Kohärenzlänge des He - Ne Lasers von nur ca. 20 - 25 cm muß diese Laufstrecke im Kristall kompensiert werden.

Die Abb. 16 zeigt in Nahaufnahme die beiden wichtigsten Komponenten des Aufbaus der Abb. 15: Den elektrooptischen Phasenschieber (Bild - mitte) sowie den Piezokristall mit angeklebten Spiegel. Im oberen Teil des Hintergrundes ist der Spannungs- und Leistungsverstärker zum Antrieb des Piezokristalls, im unteren Teil der Hochspannungsverstärker für den Pockelszell - Phasenmodulator zu sehen. Durch Umpolung der in der Bildmitte erkennbaren Bananenstecker wird das vom Hochspannungsverstärker ausgehende Signal invertiert. Dadurch wird, wie schon auf S. 30 erwähnt wurde, die Phase der in den Modulator einfallenden Lichtwelle verzögert und dadurch, bei sägezahnförmiger Modulation, die

Frequenz verringert. Das nichtinvertierte Signal liefert eine Frequenz-
erhöhung.



Abb. 16 Nahaufnahme der Geräte zur Phasenmodulation

Die Abb. 17 zeigt das Blockschaltbild aller Geräte zur Erzeugung beliebiger Modulationen sowie zur Messung von Schwingungsformen.

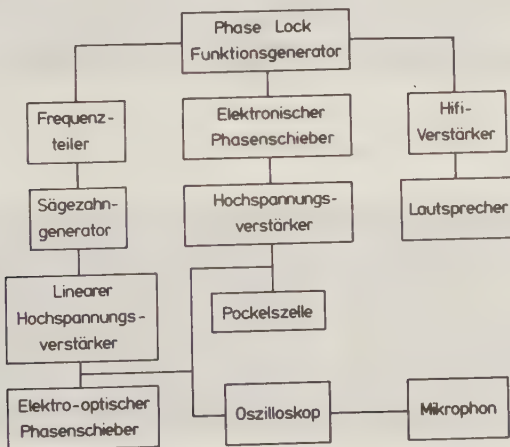


Abb. 17 Elektronischer Aufbau zur Messung von Schwingungsformen

Die Signale der einzelnen elektronischen Systeme sind über einen Phase - Lock - Function - Generator (Wavetek, Modell 186) mit frei wählbar, konstanter Phase miteinander verkoppelt. Dieser Generator liefert alle Standard - Schwingungsformen (außer Sägezahnsschwingungen), deren Symmetrie noch zusätzlich kontinuierlich verändert werden kann und treibt über einen hochwertigen Radio - Endverstärker direkt einen Lautsprecher, der wiederum akustisch die Membran des Ohrmodells anregt. Der Schallpegel dieses Signals wird mit dem Präzisions - Schallpegelmesser Typ 2203 R der Firma Brüel & Kjaer gemessen.

Bei Rechteck - Amplitudenmodulation zur stroboskopischen Doppelpuls - Holographie wird das vom Phase - Lock - Generator ausgehende Lautsprechersignal zusätzlich auf einen selbstentwickelten, phasenge - triggerten Rechteckgenerator (siehe Anhang A) gegeben. Dieser liefert zu jedem beliebigen Eingangssignal ein dazu phasengekoppeltes Rechtecksignal mit kontinuierlich veränderbarer Phasenlage relativ zum Lautsprechersignal (Abb. 18) sowie beliebiger Impulsbreite (Abb. 19).

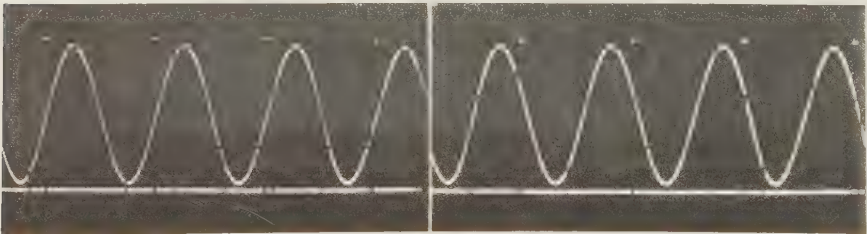


Abb. 18 Die Phasenlage der Rechteckimpulse kann relativ zu einem beliebigen (hier: Sinusförmigen) Signal verändert werden

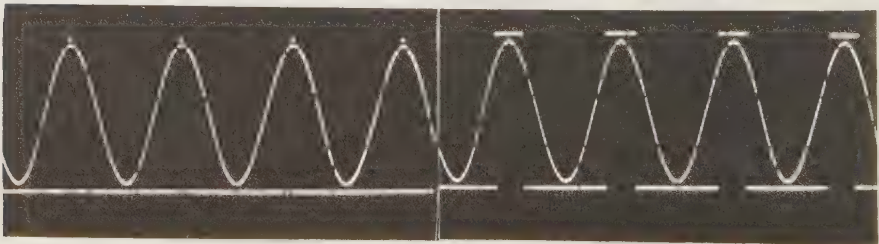


Abb. 19 Die Breite der Rechteckimpulse kann beliebig verändert werden

Diese Rechteckimpulse werden von einem Hochspannungsverstärker (Zu Beginn dieser Arbeit ein Linear - Hochspannungsverstärker der Firma Electro-optic developments, Typ LA 10A in Verbindung mit einer Pockelszelle vom Typ PC 22 derselben Firma, dann ein Rechteck - Hochspannungs - Generator, Typ HP 2410 mit dazugehöriger Pockelszelle der Firma Dr. Gsänger, Gräfelfing) linear verstärkt bzw. als Triggerimpulse für die vom Gerät erzeugten Hochspannungs - Rechteckimpulse benutzt. Die Hochspannungsimpulse treiben eine Pockelszelle, die das Laserlicht moduliert. Diese Modulation kann mittels eines optischen Leistungsmeßgeräts - Powermeter (Coherent Radiation, Modell 212) - direkt auf einem Oszillographenschirm nachgewiesen werden (Abb. 20).

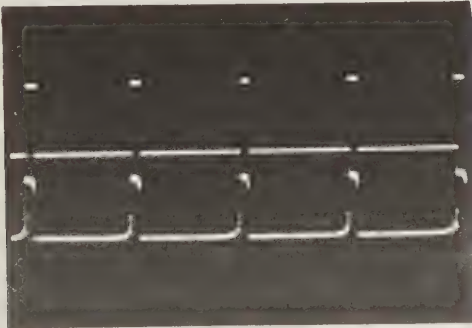


Abb. 20 Intensitätsmodulation des Laserlichts

Im oberen Teil des Oszillographenbildes der Abb. 20 erkennt man die Steuerimpulse für die Pockelszelle, im unteren Teil die dadurch erzeugten Intensitätsänderungen.

Die Phasenlage der Hochspannungsimpulse relativ zu dem die Membran anregenden Tonsignal wird mittels eines Zweikanal - Oszillographen gemessen.

Zur Phasenmodulation wird ein zusätzlicher Signalgenerator benötigt, der das gewünschte Modulationssignal - Sinus -, Dreieck - oder Sägezahnsignal - liefert. Der in dieser Arbeit benutzte Funktionen - Generator (Krohn - Hite, Modell 5200) liefert Sinus - und Dreieck - signale bis 3 MHz, aber leider nur bis 12 kHz einen Sägezahn, dessen Flankensteilheit den Anforderungen der optical serrodyne Technik (S. 12, S. 29f, S. 50) genügt. Damit ist dieses Gerät für die Beschränkung

der maximal möglichen Frequenzverschiebung des Lichts auf 24 kHz - Pro Schwingungszyklus ist eine Phasenverschiebung um maximal 4π bei einer Frequenz von 12 kHz möglich (siehe S. 30) - verantwortlich. Andere Generatoren (z. B. Tektronix, Typ FG 504 oder RG 501) liefern laut Herstellerangabe bis ca. 100 kHz Sägezahnsignale, deren Rückstellzeit weniger als 1 % der Sägezahnperiode ausmacht. Bei Verwendung dieser Geräte wäre der Lineare Hochspannungsverstärker (Electro - optic developments, Typ LA 10 B), der das Modulationssignal auf die zur Ansteuerung des Elektrooptischen Phasenmodulators (Electro - optic developments, Typ PC 14) notwendige Spannung verstärkt, mit einer Leistungsbandbreite von 200 kHz die den Bereich der möglichen Frequenzverschiebung begrenzende Komponente.

Abweichend von der Gerätebeschreibung der Herstellerfirma kann die Spannung des von dem linearen Hochspannungsverstärker ausgehenden Signals nicht mit dem Verstärker selbst, sondern nur über die Änderung der Eingangsspannung (0 - 0,6 V) geregelt werden. Mit Hilfe eines Oszilloskops, das an einem parallel zum Hochspannungsausgang liegenden Monitorausgang (Untersetzungsverhältnis 1 : 1000) angeschlossen ist, kann die Form, die relative Phasenlage des Signals zu einem Vergleichssignal* (das von einem Mikrophon aufgenommene Tonsignal) sowie die Ausgangsspannung gemessen werden. Diese wird so gewählt, daß die Phase des Lichts bei der maximalen Spannung des Sägezahnsignals gerade um 2π bzw. 4π verschoben wird. Die dazu notwendige Spannung (410 V bzw. 820 V) wird mit Hilfe des Interferometers bestimmt.

Das Ausgangssignal des Sägezahn- (bzw. allgemeiner: Des Modulationssignal-) Generators muß über den dazu vorgesehenen Phase - Lock - Eingang des gleichnamigen Generators (Wavetek, Modell 186) fest mit dem von diesem gelieferten Tonsignal phasengekoppelt werden.

*Bei der sägezahnförmigen Phasenmodulation (SSSC_n - Holographie) geht die relative Phase des modulierten Referenzstrahls zum Objektstrahl nach Gl. 29 S. 34 in das entstehende Interferenzstreifenmuster nicht ein. Im Gegensatz dazu ist das Interferenzstreifenmuster bei sinus- /21/ und dreiecksförmiger /21/, /193/ Phasenmodulation sowie bei rechteck- und sinusförmiger Amplitudenmodulation u. a. auch von der relativen Phasenlage von Objekt- und Referenzstrahl abhängig.

Diese Phasenkoppelung funktioniert nur dann einwandfrei, wenn die 3 folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- 1) Die Spannung des Referenzsignals muß mehr als $1 V_{ss}$ betragen.
- 2) Die Frequenz des Referenzsignals muß gleich der Frequenz des damit gekoppelten Ausgangsignals sein.
- 3) Die Form des Referenzsignals muß symmetrisch sein.

Zu 1): Die Eingangsspannung des linearen Hochspannungsverstärkers darf zur Erzeugung einer Ausgangsspannung von 410 V bzw. 820 V gerade 0,3 V bzw. 0,6 V betragen, wobei letztere Spannung zugleich auch die maximal zulässige Eingangsspannung ist. Um diese Bedingung zugleich mit der Bedingung für eine sichere Phasenkoppelung ($V_{ss} > 1 V$) bzw. für eine Ansteuerung des Frequenzteilers ($V_{ss} > 1,5 V$) erfüllen zu können, muß zwischen Sägezahngenerator und Hochspannungsverstärker ein Spannungsteiler (Teilungsverhältnis 1:10) gelegt werden.

Zu 2): Damit die Frequenz des Referenzstrahls in ein beliebiges Seitenband des Objektwellenspektrums verschoben wird, muß die Frequenz des Modulationssignals gleich oder ein entsprechendes, ganzzahliges Vielfaches der Tonfrequenz bzw. der Frequenz der Objektschwingung sein (siehe S. 29 - 34). Da dann aber die Phasenkoppelung nicht mehr sicher funktioniert, muß die Sägezahnfrequenz mit Hilfe eines Frequenzteilers unter-
setzt werden.

Zu 3): Zur Triggerung des Wavetek Phase - Lock - Generators werden symmetrische Eingangssignale benötigt. Bei einem sägezahn-
förmigen Eingangssignal ist deshalb die einwandfreie Triggerung und damit die Phasenkoppelung nicht mehr gewährleistet. Der Sägezahn muß daher erst in eine symmetrische Funktion (Rechteckfunktion) umgewandelt werden.

Die Forderungen 2 und 3 können mit Hilfe eines selbstentwickelten, extern programmierbaren Frequenzteilers (siehe Anhang A) erfüllt werden. Je nachdem welche Frequenzunterteilung - im Binärkode - am Gerät eingestellt ist, erscheint am Ausgang ein Rechtecksignal, dessen Periode ein entsprechendes Vielfaches der Sägezahnperiode (bzw. der Periode eines beliebigen Eingangssignals) ist. Die Abb. 21 zeigt die Umwandlung des Sägezahns in ein Rechteck gleicher Periode. Damit kann dann das sägezahnförmige Modulationssignal über den



Abb. 21 Umwandlung des Säge-
zahns in ein Rechtecksignal
Untersetzungsverhältnis 1:1

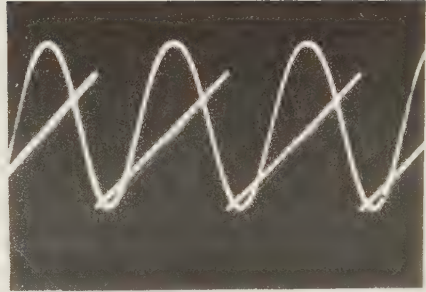


Abb. 22 Lautsprecher- und
Modulationssignal bei einer
SSSC₁ - Aufnahme

Phase - Lock - Generator mit dem von diesem gelieferten Tonsignal (hier sinusförmig) phasengekoppelt werden (Abb. 22). Das Ergebnis dieser Phasenmodulation (Sägezahnfrequenz = Frequenz der Membranschwingung) ist ein SSSC₁ - Interferogramm (Abb. 26 und 28).



Abb. 23 Umwandlung des Säge-
zahns in ein Rechtecksignal
Untersetzungsverhältnis 1:3

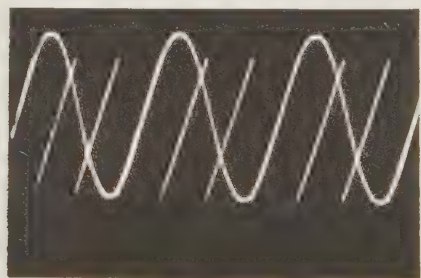


Abb. 24 Lautsprecher- und
Modulationssignal bei einer
SSSC₃ - Aufnahme

Die Abb. 23 demonstriert eine Frequenzuntersetzung im Verhältnis 1:3 von Rechteck- : Sägezahnfrequenz. In Abb. 24 sieht man die nun mögliche Phasenkoppelung zwischen dem Modulations- und dem Lautsprechersignal, wie sie zur Aufnahme eines SSSC₃ - Interferogramms (siehe Abb. 35) benötigt wird.

Zur Messung der Phase der SSSC_n - Interferogramme (siehe S. 35f) werden außer den in Abb. 17 aufgeführten Geräten zur Phasenmodulation

zusätzlich ein optischer Phasenschieber (Piezokristall/Spiegel - Kombination) mit entsprechendem Verstärker benötigt.

Durch die Wirkung eines Hologramms als zeitliches Filter (siehe S. 32f) tragen bei langer Belichtungszeit nur diejenigen Anteile des Objektwellenspektrums, die die gleiche Frequenz wie die Referenzwelle bzw. eines Teils des Referenzwellenspektrums haben, zur Bildentstehung bei. Denn nur diese Anteile liefern zusammen mit der Referenzwelle auch bei langen Belichtungszeiten stationäre Interferenzstreifen. Die Interferenz aller anderen Anteile mit der Referenzwelle ergeben laufende Interferenzstreifen, deren Schwebungsfrequenz z. B. mit einer entsprechend schnellen Photozelle gemessen werden könnte. Dies wird auch zur Messung von Geschwindigkeiten mittels sogenannter Laser - Doppler - Interferometer bereits vielfach angewendet /194 - 199/.

Ein photographischer Film hingegen integriert über die Belichtungszeit τ die Bewegung der Streifen, wodurch diese proportional zu τ "verschmiert" werden. Dies verschlechtert den Kontrast der Interferenzstreifen und damit die Bildamplitude der Hologrammrekonstruktion um den Faktor $\text{sinc}(\tau \Delta f)$ (siehe S. 32). Wie /19/ zeigte, führt schon ein Frequenzunterschied $\Delta f = 1 \text{ Hz}$ bei einer Belichtungszeit $\tau = 1 \text{ s}$ zu einer Bildhelligkeit $I_B = 0^*$; d. h. für Objekte oder Teile davon, die unter diesen Bedingungen aufgenommen werden, erfolgt keine Rekonstruktion.

Dies Beispiel unterstreicht noch einmal eindrucksvoll die Notwendigkeit, den holographischen Aufbau mechanisch stabil (siehe z. B. /200/) sowie die relative Phase von Referenz- und Objektwelle während der Belichtungszeit konstant zu halten. Dies bedeutet, daß Luftbewegungen im Labor während einer Aufnahme vermieden und daß hohe Anforderungen an die Phasenkoppelung von Ton- und Modulationssignal bzw. von Objektschwingung und Modulation gestellt werden müssen.

LOHMANN (1975) /201/ und SCHMALFUSS (1978) /202/ nutzten diese zeitliche Filtereigenschaft von Hologrammen aus, um damit auch durch bewegte Nebelteilchen hindurch noch scharfe Bilder gewinnen zu können.

*
$$I_B \sim \text{sinc}^2(\tau \Delta f) = \left(\frac{\sin(\pi \tau \Delta f)}{\pi \tau \Delta f} \right)^2 = \dots \text{ mit } \tau = 1 \text{ s und } \Delta f = 1 \text{ Hz}$$

$$\dots = 0$$

Das von den bewegten Nebeltröpfchen gebeugte Licht erfährt eine Frequenzverschiebung, wodurch es mit einer nicht - frequenzverschobenen Referenzwelle nur zur annähernd konstanten Schwärzung der Filmplatte, nicht aber zur eigentlichen Hologrammbildung beitragen kann (es wird also ein Beitrag zum 1. Term der Gl. 2, S. 21 geliefert). Rekonstruiert werden demnach nur die nicht - frequenzverschobenen Anteile der Objektwelle, so daß ein scharfes, vom Nebel weitgehend unbeeinflußtes Objektbild entsteht.

Der Grundgedanke dieser Arbeiten /201/, /202/ kann nun umgekehrt werden: Die Referenzwelle wird in ihrer Frequenz verschoben, so daß nicht - frequenzverschobene Anteile des Objektwellenspektrums nicht mehr zur Hologrammentstehung beitragen.

Dies wird bereits zur Messung kleiner Schwingungsamplituden ausgenutzt (siehe Abschnitt V. 2), kann aber auch als wirkungsvolles Mittel zur Unterdrückung von unvermeidbaren, störenden Lichtreflexen angewendet werden. Diese Reflexe können, wie auf Seite 48 schon angeführt wurde, dadurch entstehen, daß zur Referenzwelle kohärentes Licht durch Spiegelung an irgendwelchen Linsen, Spiegel, Gläser etc. direkt auf die Hologrammplatte gelangt. Bei der Rekonstruktion eines solchen Hologramms werden diese Reflexe ebenfalls rekonstruiert und überlagern die eigentlich interessierende Objektstruktur.

Zur Demonstration dieses Effektes wurde die vor dem Hologramm aufgebaute, nicht vergütete Linse (Lupe) in Abb. 8, Seite 40 so justiert, daß ein Teil der Beleuchtungswelle direkt auf die Hologrammplatte gespiegelt wurde (Abb. 25). Bei der entsprechenden Aufnahme mit frequenzverschobenen Referenzstrahl (Hier: SSSC₁ - Aufnahme) kann der Lichtreflex nicht mehr zur eigentlichen Hologrammaufnahme beitragen und tritt deshalb in der Rekonstruktion auch nicht mehr in Erscheinung (Abb. 26).

Zur Simulation sehr starker Lichtreflexe wurde vor dem Objekt eine Plexiglasscheibe angebracht, die die Beleuchtungswelle zum größten Teil direkt auf die Hologrammplatte spiegelte (Abb. 27). Diese Situation kann sich ergeben, wenn Objekte interferometrisch untersucht werden, die während der Untersuchung in einem Behälter mit Sichtfenster oder in einer Flüssigkeit verbleiben müssen.

Von der Objektstruktur ist in der Abb. 27 nichts mehr zu erkennen. Erst durch die Aufnahme mit frequenzverschobenen Referenzstrahl



Abb. 25 Time-average Aufnahme
mit störendem Lichtreflex

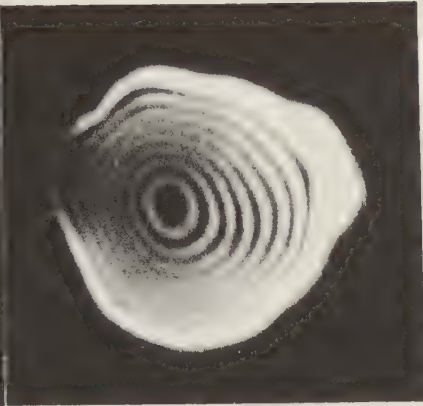


Abb. 26 Entsprechende $SSSC_1$ -
Aufnahme. Der Lichtreflex
ist unterdrückt

läßt sich ein auswertbares Interferogramm erzielen (Abb. 28).

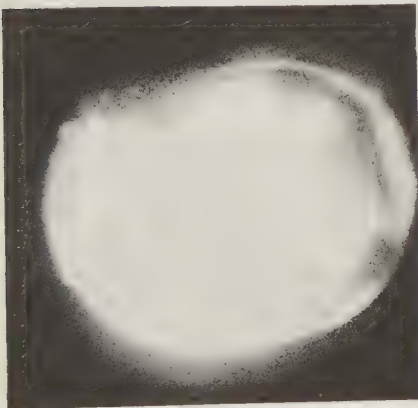


Abb. 27 Sehr starke Lichtreflexe.
Time-average Aufnahme

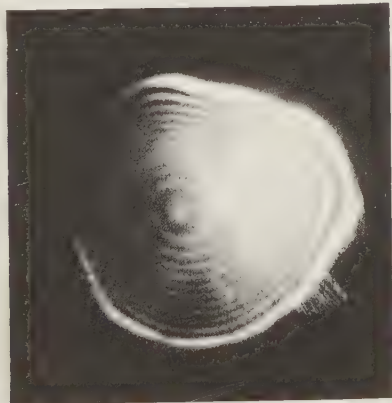


Abb. 28 Die Lichtreflexe werden
nicht mehr rekonstruiert.
 $SSSC_1$ -Aufnahme

Aus den Abb. 27, 28 läßt sich an dem Grad der Unterdrückung der Trägerfrequenz (also der Unterdrückung der Lichtreflexe) die Güte der sägezahnförmigen Phasenmodulation bzw. der Frequenzverschiebung erkennen.

V. 2 Messung kleiner Schwingungsamplituden

Ein Vergleich der einzelnen Verfahren

Wie im Kapitel III., Seite 21 ff hergeleitet wurde, entstehen bei der Rekonstruktion eines Interferogramms einer schwingenden Membran Interferenzstreifen, deren Anzahl und Kontrast von der Schwingungsamplitude, aber auch vom Aufnahmeverfahren abhängt (siehe dazu z. B. Abb. 6, S. 28). In Abb. 29 sind die normierten Graphen der Interferenzstreifen - Funktionen aufgezeichnet. Maximale Empfindlichkeit zur Messung kleiner Schwingungsamplituden besitzt demnach das Verfahren, bei dem eine kleine Schwingungsamplitude $M(\vec{r})$ die größte Intensitätsänderung im rekonstruierten Bild hervorruft, deren Streifenfunktion also um den Nullpunkt am steilsten ist.

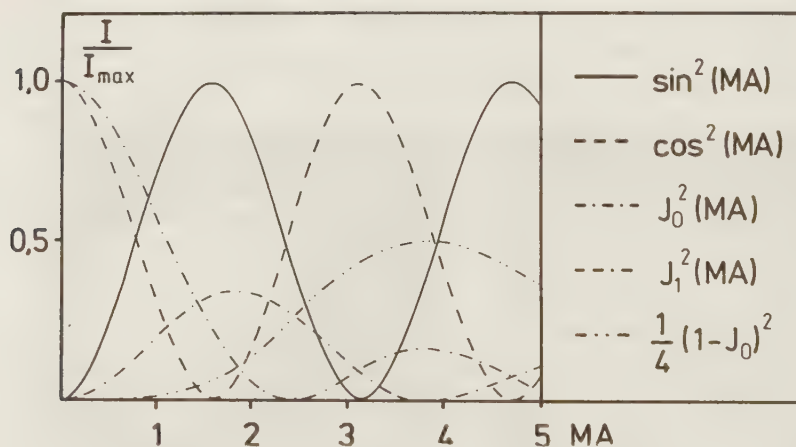


Abb. 29 Verschiedene Verfahren zur holographischen Schwingungsanalyse einer sinusförmigen Objektschwingung. Graphische Darstellung der dabei auftretenden Streifenfunktionen in Abhängigkeit von der Schwingungsamplitude $M(\vec{r})$, multipliziert mit einer Konstanten $A(\varphi_1, \varphi_2, \lambda)$, die die Empfindlichkeit der hologr. Aufnahmeanordnung beschreibt. Definition von A siehe S. 23, Gl. 9.

Es wird die Steigung der einzelnen Streifenfunktionen im Punkt $MA = X = 0,2$ berechnet. Dies entspricht nach Gl. 9, S. 23 einer mechanischen Schwingungsamplitude von $M(\vec{r}) = 10 \text{ nm} \approx \lambda/60$. Diese Schwingungsamplitude kann holographisch nur mit Hilfe der Modulationstechniken gemessen werden.

Berechnung der Steigung der einzelnen Streifenfunktionen

Time - average Verfahren:

Die Streifenfunktion $SF(x)$ beträgt nach Gl. 10, S. 23: $SF(x) = J_0^2$

$$\frac{d}{dx} J_0^2(x) = -2 J_0(x) J_1(x) \quad \frac{d}{dx} J_0^2(0,2) = -0,2$$

$$\text{Mit: } \frac{dJ_n(x)}{dx} = -\frac{n}{x} J_n(x) + J_{n-1}(x)$$

$$\text{und: } J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x) \quad \text{und} \quad J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x) = \frac{2n}{x} J_n(x)$$

Doppelbelichtungs - Aufnahme der beiden Schwingungsendlagen:

$$SF(x) = \cos^2(x) \quad \text{nach Gl. 12 a, S. 25}$$

$$\frac{d \cos^2(x)}{dx} = -2 \cos(x) \sin(x) \quad \frac{d \cos^2(0,2)}{dx} = -0,39$$

Holographische Addition:

$$SF(x) = 1/4 (1 + J_0(x))^2 \quad \text{nach Gl. 15, S. 28}$$

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{4} (1 + J_0(x))^2 \right) = -\frac{1}{2} (1 + J_0(x)) J_1(x) = \dots \text{für } x = 0,2 \dots$$

$$= -0,1$$

SSSC₁ - Aufnahme:

$$SF(x) = J_1^2(x) \quad \text{nach Gl. 29, S. 34}$$

$$\frac{dJ_1^2(x)}{dx} = 2J_1 \frac{dJ_1(x)}{dx} = J_0(x) J_1(x) - J_1(x) J_2(x)$$

$$\frac{dJ_1^2(0,2)}{dx} = 0,10$$

Doppelpuls - Verfahren mit holographischer Subtraktion:

$$SF(x) = \sin^2(x) \quad \text{nach Gl. 13 a, S. 27}$$

$$\frac{d \sin^2(x)}{dx} = 2 \sin(x) \cos(x) \quad \frac{d \sin^2(0,2)}{dx} = 0,39$$

Time - average Verfahren mit holographischer Subtraktion:

$$SF(x) = \frac{1}{4} (1 - J_0(x))^2 \quad \text{nach Gl. 14, S. 28}$$

$$\frac{d}{dx} \frac{1}{4} (1 - J_0(x))^2 = \frac{1}{2} (1 - J_0(x)) J_1(x)$$

$$\frac{d SF(0,2)}{dx} = 0,0005$$

Time - average Verfahren mit sinusförmiger Phasenmodulation:

$$SF(x) = J_0^2(x^2 + x_r^2 - 2xx_r \cos \varphi)^{1/2} \quad \text{nach Gl. 10 a im Anhang C}$$

Zur Messung kleiner Schwingungsamplituden wird die Amplitude x_r der sinusförmigen Phasenmodulation so gewählt, daß alle stationären Stellen des Untersuchungsobjektes in der Rekonstruktion dunkel erscheinen. Dies ist der Fall bei $A_r M_r = x_r = 2,405$, der ersten Nullstelle der Besselfunktion nullter Ordnung, $J_0(x_r)$.

Wie Abb. 30 zeigt, ist diese Modulationsmethode am empfindlichsten, wenn Objekt- und Referenzstrahlmodulation die Phasendifferenz 0 haben, d. h. wenn $\Delta \varphi = 0$ ist.

Dann gilt für alle Punkte des sinusförmig schwingenden Objektes, deren Amplitude $M(\vec{r}) = 0$ ist, wobei gilt: $M(\vec{r}) A = x$ analog zu Gl. 10, S. 23:

$$I_B = I_B J_0^2(5,784)^{1/2} = 0$$

Für die Steigung der Streifenfunktion gilt:

$$\frac{d}{dx} J_0^2(x^2 + x_r^2 - 2xx_r)^{1/2} = \frac{2 J_0(x^2 + x_r^2 - 2xx_r)^{1/2} (x_r - x)}{(x^2 + x_r^2 - 2xx_r)^{1/2}} \cdot J_1(x^2 + x_r^2 - 2xx_r)^{1/2}$$

$$\frac{d}{dx} SF(0,2) = 0,12$$

Beträgt die Phasendifferenz zwischen Objekt- und Referenzstrahlmodulation

$\Delta \varphi = \pi$, dann gilt:

$$\frac{d}{dx} SF(0,2) = 0,09$$

Aus den Graphen der verschiedenen Streifenfunktionen (Abb. 29 und 31) sowie den Berechnungen der jeweiligen Steigung bei einer angenommenen Schwingungsamplitude von 10 nm ergibt sich:

- 1) Die Intensitätsänderung als Funktion der mechanischen Schwingungsamplitude ist für Doppelbelichtungs-Aufnahmen der beiden Endlagen am größten, gefolgt vom time-average und den anderen Verfahren.
- 2) Durch die verschiedenen Modulationstechniken wird nur der Kontrast der Intensitätsänderung (siehe unten) erhöht, nicht aber eine steilere Streifenfunktion, also eine größere Intensitätsänderung bei einer bestimmten Änderung der Schwingungsamplitude erzielt.*

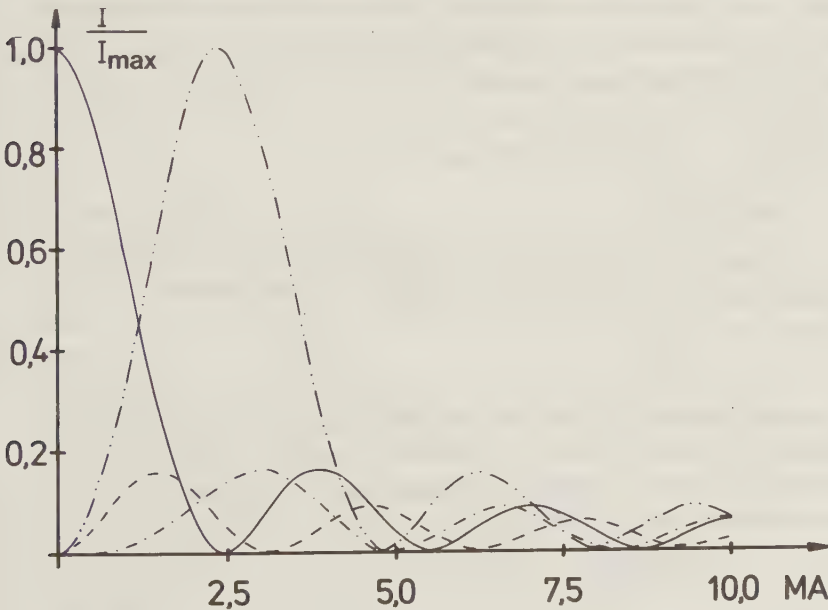
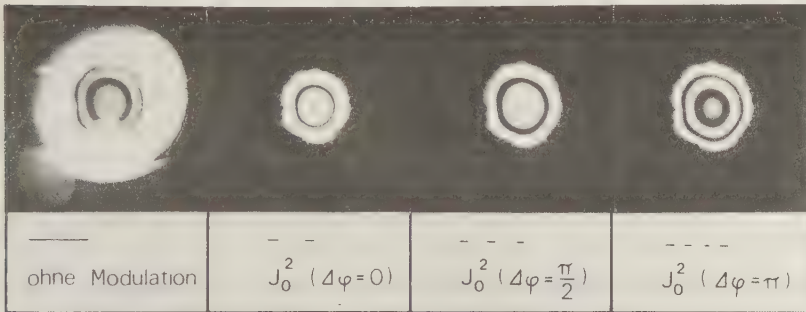


Abb. 30 Sinusförmige Phasenmodulation des Referenzstrahls

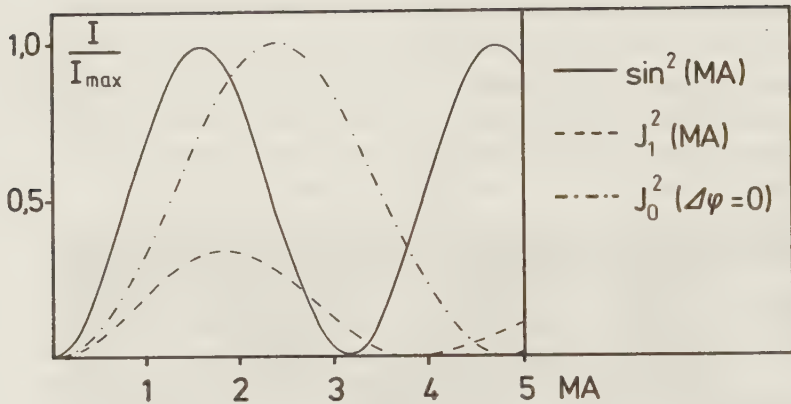


Abb. 31 Graphische Darstellung verschiedener Streifenfunktionen

Objektpunkte, die mit verschiedener Amplitude schwingen, werden mit verschiedener Intensität rekonstruiert. Die untere Meßgrenze für kleine Amplituden bzw. Amplitudendifferenzen wird durch die Kontrastschwelle, also denjenigen Kontrastwert, der dem minimalen, gerade noch wahrnehmbaren Intensitätsunterschied entspricht, bestimmt.

Der Kontrast K ist dabei definiert durch:

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (42)$$

wobei $I_{\max}$ und $I_{\min}$ die beiden unterschiedlichen Intensitäten zweier Objektpunkte im rekonstruierten Bild beschreiben, die verschiedene Schwingungsamplituden besitzen.

Wie BIEDERMANN (1970) /203/, RÖHLER et al. (1978) /204/ sowie /206/ zeigten, wird das bei der Rekonstruktion auf eine Hologrammplatte auffallende Laserlicht - z. B. an den Silberhalogenid - Körnern - der photographischen Schicht statistisch gestreut. Dies hat u. a. die Folge, daß die Stellen minimaler Intensität in der Rekonstruktion nie die Intensität $I = 0$ erreichen.

* (Siehe Seite 65). Diese Folgerung steht in scheinbarem Widerspruch zu /19/, worin nur die Streifenfunktionen $J_0(x)$ und $J_1(x)$ und nicht deren Quadrate, also die in der Rekonstruktion nur meßbaren Intensitäten, miteinander verglichen wurden.

Zur Abschätzung der mittleren Intensität dieses Rauschanteils, die u. a. von dem Photomaterial und der Entwicklung abhängt /205/, wird angenommen, daß gerade 20 time-average Interferenzstreifenordnungen aufgelöst werden können, daß also das 21. Maximum vom Untergrund nicht mehr unterschieden werden kann.

Diese Annahme kann auch unter weniger günstigen Aufnahmebedingungen erfüllt werden (siehe z.B. Abb. 12, S. 46), denn nach STETSON et al. /206/ können bei einem Intensitätsverhältnis 1 : 1 von Objekt- zu Referenzwelle ungefähr 170 Interferenzstreifen aufgelöst werden,* vorausgesetzt, der resultierende Interferenzstreifenabstand ist größer als das Auflösungsvermögen der Anordnung.

Die normierte Intensität I_{21} des 21. Maximums einer time-average Aufnahme beträgt mit Gl. 10, S. 23: $I_{21} = 0,0100$. Das 20. Maximum ($I_{20} = 0,0105$) kann unter dieser Annahme dann gerade, das 19. Maximum ($I_{19} = 0,0111$) sicher vom Untergrund unterschieden werden. Der Kontrast der beiden Intensitäten zum Untergrund beträgt nach Gl. 42:

$$K_{20} = 2,5 \% ; K_{19} = 5,2 \%$$

Es läßt sich nun berechnen, welche Schwingungsamplitude bei den einzelnen Aufnahmeverfahren zu einer Intensität führt, die den Kontrast $K = 5,2 \%$ bezüglich der Intensität stationärer Objektbereiche besitzt.

Die Ergebnisse für sinusförmige Objektschwingungen sind in Abb. 32 zusammengefaßt.

Durch entsprechendes Verringern der Intensität des Untergrundes kann die Empfindlichkeit für kleine Amplituden aller dieser Verfahren bis auf etwa das 10-fache verbessert werden (siehe dazu S. 11 mit den Referenzen /87/, /88/).

Aus der Abb. 32 ist zu ersehen, daß eine Doppelbelichtungs-Aufnahme der beiden Schwingungsendlagen mit holographischer Subtraktion das empfindlichste Verfahren zur Messung kleiner Schwingungsamplituden ist. Ein weiterer, ganz wesentlicher Vorteil dieses Verfahrens ist, daß die Intensitätsänderung als Funktion der Schwingungsamplitude unabhängig von der Form der untersuchten Schwingung ist (siehe Gl. 13, S. 27), im Gegensatz zu all' den anderen Verfahren, bei denen zeitlich über

* Siehe dazu S. 12. In der dort aufgeführten Arbeit /91/ ist mit einem Intensitätsverhältnis von 1 : 3 (Objekt- : Referenzstrahl) gearbeitet worden.

Empfindlichkeit der verschiedenen Verfahren für kleine Schwingungsamplitude

Sinusförmige Schwingung ; $\lambda = 632,8 \text{ nm}$; $\varphi_1, \varphi_2 = 90^\circ$

Aufnahmetechnik	Streifenfunktion	1 dunkler Streifen bei einer Schwin- gungsamplitude von	Für einen Kontrast K = 5,2% notwendige Amplitude
Doppelbelichtung der beiden Endlagen und Subtraktion	$\sin^2(\text{AM})$	0 nm	5 nm
Sinusförmige Phasenmodulation	$J_0^2(X^2 + X_c^2 - 2XX_c \cos \varphi)^{1/2}$ $\varphi = 0$	0 nm	10 nm
	$\varphi = \pi$	0 nm	11 nm
SSSC ₁ - Aufnahme	$J_1^2(\text{AM})$	0 nm	11 nm
Sinusförmige Amplitudenmodulation	$J_1^2(\text{AM}) \cos \varphi$	0 nm	11 nm
Time-average Subtraktion	$\frac{1}{4} (1 - J_0(\text{AM}))^2$	0 nm	48 nm
Time - average Verfahren	$J_0^2(\text{AM})$	121 nm	23 nm
Doppelbelichtungsaufnahme der beiden Endlagen	$\cos^2(\text{AM})$	79 nm	16 nm
Holographische Addition	$\frac{1}{4} (1 + J_0)^2$	193 nm	33 nm
Real-time Time-average	$\frac{1}{2} (1 + J_0)$	193 nm	46 nm

Abb. 32

mehrere Schwingungsperioden gemittelt wird. Bei deren quantitativen Auswertung müssen erhebliche Fehler, besonders bei kleinen Schwingungsamplituden, in Kauf genommen werden, wenn die wirkliche Schwingungsform mit der angenommenen nicht übereinstimmt. (siehe unten).

Es muß jedoch betont werden, daß quantitative Messungen so kleiner Amplituden überhaupt schwierig und mit einem großen Meßfehler behaftet sind. Denn während zur quantitativen Auswertung großer Amplituden nur die Anzahl der Interferenzstreifen gezählt - und eventuell noch zwischen 2 Streifenordnungen interpoliert werden muß -

müssen zur Auswertung sehr kleiner Amplituden die absoluten Intensitäten der rekonstruierten Objektbilder gemessen werden.

Dabei wird im rekonstruierten Interferogramm immer nur die aus der Intensität eines Bildpunktes $I'_B(\vec{r})$ und der entsprechenden Streifenfunktion $SF(\vec{r})$ zusammengesetzte Gesamtintensität $I_B(\vec{r})$, also $I_B(\vec{r}) = I'_B(\vec{r}) SF(\vec{r})$ (siehe Gl. 10 - 15, S. 23 - 28) gemessen. Es bedarf also zusätzlich einer üblichen Hologrammaufnahme vom stationären Objekt, um $I'_B(\vec{r})$ zu bestimmen.

Bei einer Aufnahme ohne Modulation des Referenz- bzw. Objektstrahls ändert sich aber das effektive Intensitätsverhältnis von Objekt- zu Referenzstrahl, damit der Beugungswirkungsgrad und damit die Intensität $I'_B(\vec{r})$ der Rekonstruktion. Denn bei allen Verfahren mit Ausnahme der (stroboskopischen) Doppelpulsaufnahmen trägt immer nur der Bruchteil des gesamten Objektwellenspektrums zur Hologrammaufnahme bei, der dieselbe Frequenz wie die Referenzwelle besitzt. Mit der Wahl eines anderen Frequenzanteils durch Änderung der Modulation trägt dann jeweils ein anderer Bruchteil des Objektwellenspektrums zur Aufnahme bei.

Des weiteren muß selbstverständlich für die Hologrammaufnahmen eine lineare Amplitudenübertragung und für das Gerät zur Messung der Intensitäten eine lineare bzw. geeichte Anzeige über den gesamten Meßbereich sichergestellt sein.

All diese Probleme machen die quantitative Messung kleiner Amplituden ($< \lambda / 10$) so schwierig und erklären die Zurückhaltung fast aller Autoren bei der Angabe quantitativer Ergebnisse in diesem Meßbereich.

Einen Ausweg bietet das dual frequency Verfahren von DÄNDLIKER et al. /111/ (siehe S. 15). An dem zu seiner Durchführung notwendigen experimentellen Aufwand könnte es liegen, daß außer der Originalarbeit sowie einigen davon abgeleiteten Vorträgen /207, 208/ keine weiteren Arbeiten bekannt geworden sind. Damit wäre es möglich, die Intensitätsmessung an Doppelbelichtungs-Interferogrammen (das Verfahren kann nur in Verbindung mit Doppelbelichtungs-Aufnahmen angewendet werden) und hierdurch die Meßwerte für kleine Amplituden zu eichen bzw. zu überprüfen.

Auch für die Verfahren, bei denen alle während der Aufnahme ruhenden Membranstellen mit maximaler Intensität rekonstruiert werden, läßt sich die zur Erreichung eines Kontrastes $K = 5,2\%$ notwendige Schwingungsamplitude berechnen. Die Ergebnisse dafür sind in der unteren Hälfte der Tabelle der Abb. 32 aufgeführt.

In der Praxis sind allerdings bei diesen (Hellfeld-) Verfahren zur sicheren Unterscheidung zwischen schwingenden und stationären Objektstellen größere Kontrastunterschiede und damit größere Schwingungsamplituden - um ca. das 2 - 3 fache - erforderlich. Denn das Intensitätsmaximum übersteuert leicht die Photoemulsion, wodurch die Intensität eines bestimmten Punktes in der Rekonstruktion keine Funktion der Schwingungsamplitude mehr ist.

Mit Ausnahme der Doppelbelichtungs - Aufnahmen hängen die Streifenfunktionen $SF(\vec{r})$ aller Verfahren der Abb. 32 von der Form der Objektschwingung ab (siehe Gl. 28, S. 33). Ist diese unbekannt oder stimmt sie nicht mit der angenommenen überein, werden bei der quantitativen Auswertung u. U. erhebliche Fehler gemacht, wie 2 einfache Beispiele zeigen:

Führt z. B. eine Membran eine Rechteckschwingung aus, beträgt die resultierende Streifenfunktion einer time-average Aufnahme: $SF = \cos^2(MA)$, so als wäre das Objekt mittels der Doppelpuls - Technik aufgenommen worden. Wird bei der quantitativen Auswertung von einer Sinusschwingung ausgegangen ($SF = J_0^2(MA)$), dann wird bei kleinen Schwingungsamplituden (für die gilt: $K = 5,2\%$) ein relativer Fehler von 43 % gemacht.

Führte die Membran in Wirklichkeit eine dreiecksförmige Schwingung aus ($SF = (\sin(MA)/(MA))^2$), dann betrug ihre Amplitude $M(\vec{r})$ für einen Punkt, der den Kontrast $K = 5,2\%$ mit stationären Membranstellen besitzt, $M(\vec{r}) = 28,2 \text{ nm}$, wohingegen aus der Streifenfunktion für Rechteckschwingungen nur 16,2 nm ermittelt werden. Relativer Fehler: 74 %.

Für große Amplituden treten, wie schon in /47/ in einem anderen Zusammenhang festgestellt wurde, die Nullstellen der einzelnen Streifenfunktionen bei etwa denselben Amplituden auf. Der relative Fehler ist also gering, wenn bei der Auswertung großer Schwingungsamplituden die Form der Schwingung nicht berücksichtigt wird. Denn die time-average Streifenfunktionen verschiedener Schwingungsformen lauten für große Amplituden:

$$\begin{aligned} \text{Rechteckschwingung: } SF &= \cos^2(MA) \\ \text{Sinusschwingung: } SF &= J_0^2(MA) \approx (2/\pi MA) \cos^2(MA - \pi/4) \\ \text{Dreieckschwingung: } SF &= (1/MA)^2 \sin^2(MA) = (1/MA)^2 \cos^2(MA - \pi/2) \end{aligned}$$

In den Intensitätsmaxima der höheren Ordnungen unterscheiden sich allerdings die durch die verschiedenen Schwingungsformen hervorgerufenen Interferenzstreifenmuster erheblich voneinander.

Die Abb. 33 oben zeigt die time-average Aufnahme einer mit einer Amplitude von ca. 7 nm schwingenden Membran. Aus der Aufnahme kann die Schwingung nicht erkannt und insbesondere werden. Besitzt zudem von stationären Membranstellen unterschieden werden. Besitzt zudem die Objektoberfläche keinen konstanten Reflexionskoeffizienten (z. B. bei biologischen Objekten) oder wird das Untersuchungsobjekt bei der holographischen Aufnahme nicht ganz gleichmäßig beleuchtet, was bei der Abb. 33 oben der Fall war, dann wird die Empfindlichkeit für kleine Amplituden weiter verschlechtert. Denn wie schon erwähnt wurde, kann aus einer solchen Aufnahme nicht ersehen werden, ob eine geringe Intensitätsabnahme an einer Stelle auf einer Auslenkung oder auf einem geringeren Reflexionsvermögen dieser Stelle beruht.

Erst mit Hilfe stroboskopischer Doppelpuls - Aufnahmen mit Subtraktion können die schwingenden Bereiche und damit auch ein unterschiedliches Schwingungsverhalten der Membran erkannt werden. (Abb. 33 untere Reihe). Denn wird die Membran durch locker anliegende Glaswolle einseitig gedämpft, dann ist die schwingende Fläche nicht mehr rund und auch nicht mehr in der Membranmitte (Abb. 33 rechts), was aus der entsprechenden time-average Aufnahme nicht erkannt werden kann. Außerdem ist mit Hilfe dieser (Dunkelfeld-) Aufnahmen auch bei Objekten mit stark variierendem Reflexionskoeffizienten eine zumindest qualitative Abgrenzung schwingender von stationären Stellen möglich.

Auch das unsymmetrische Schwingungsverhalten einer Membran bezüglich ihrer Ruhelage infolge einseitiger Dämpfung und daraus der Grad dieser Dämpfung /59/ läßt sich mit Subtraktions - Doppelbelichtungs - Aufnahmen der Ruhe - sowie der jeweiligen Schwingungsendlage der Membran (entsprechend Gl. 13 b, S. 27) sehr empfindlich messen (Abb. 34).

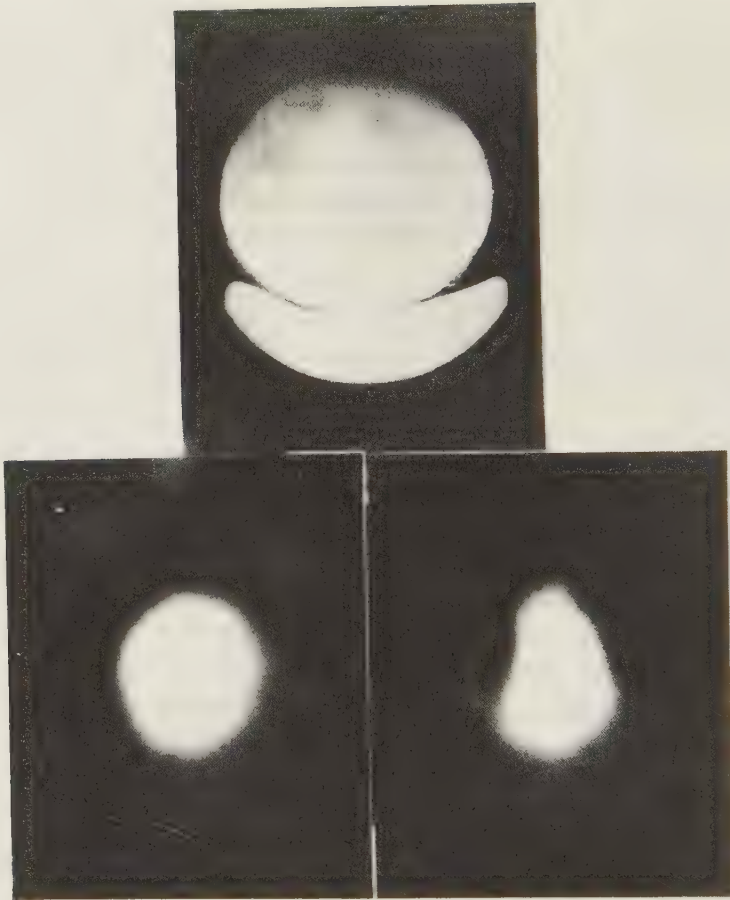


Abb. 33 Time-average (Bild oben) und stroboskopische Doppelbelichtungs - Aufnahmen der Schwingungsendlagen mit Subtraktion (untere Reihe). Die Schwingungsamplitude beträgt bei diesen Aufnahmen jeweils ca. 7 nm.

Auch mit Hilfe der holographischen Subtraktion lassen sich natürlich unerwünschte Lichtreflexe, die von während der Belichtungszeit stationären Stellen direkt auf die Hologrammplatte gespiegelt werden, unterdrücken (siehe dazu S. 59f).

Ein Beispiel, wie durch sinusförmige Phasenmodulation diese Reflexe unterdrückt werden, gibt die Abb. 30, S. 65.

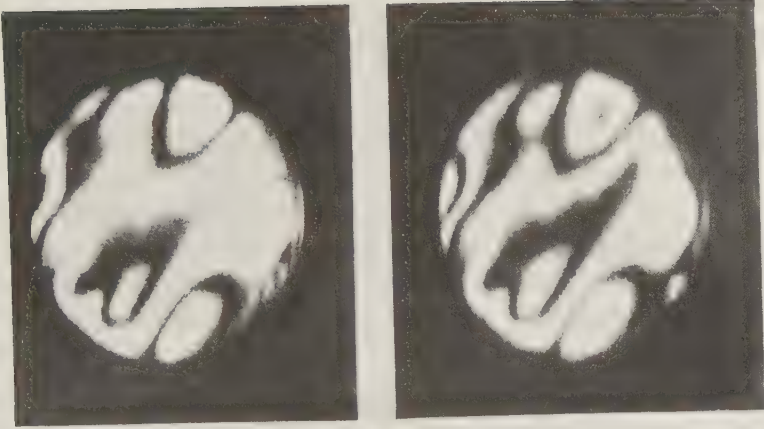


Abb. 34 Schwingungsamplitude Schwingungsamplitude von der
 zur Dämpfung hin Dämpfung weg

Wie gezeigt wurde, läßt sich die Empfindlichkeit der holographischen Interferometrie für kleine Amplituden mit Hilfe der verschiedenen Methoden, durch die alle bei der Aufnahme ruhenden Objektstellen mit minimaler Intensität rekonstruiert werden, wesentlich erhöhen. Insbesondere läßt sich damit dann das Schwingungsverhalten von Objekten mit ungleichmäßig reflektierenden Oberflächen auch noch bei Schallanregung mit geringen Pegeln untersuchen.

VI. Messung von Schwingungsformen

In diesem Kapitel werden 2 verschiedene Methoden zur Messung von Schwingungsformen vorgestellt.

Bei der ersten Methode in Abschnitt VI. 1 wird mit Hilfe von $SSSC_n$ - Interferogrammen das Spektrum der von einem schwingende Objekt reflektierten Lichtwelle gemessen und daraus mittels eines von DALLAS/LOHMANN (1975) /31/ angegebenen Algorithmus die Fourier - Koeffizienten der Objektschwingung berechnet.

Bei der 2. Methode in Abschnitt VI. 2 werden aus den Auslenkungen, die eine Membran an verschiedenen, bestimmten Zeitpunkt innerhalb einer Schwingungsperiode zu einer beliebigen Bezugsebene erfährt und die mittels Doppelpuls - Interferogrammen gemessen werden, die Fourier - Koeffizienten der Schwingung berechnet.

In Abschnitt VI. 3 sind die Ergebnisse der verschiedenen Schwingungsformmessungen zusammengestellt.

In Abschnitt VI. 4 werden die beiden Verfahren miteinander verglichen.

VI. 1 Messung der Fourier - Koeffizienten einer mechanischen Schwingung mittels $SSSC_n$ - Interferogrammen

Licht, das von einem schwingenden Objekt reflektiert wird, erfährt infolge des Doppler - Effektes eine zur Geschwindigkeit der Objektbewegung proportionale Frequenzänderung. Da sich im allgemeinen die Objektgeschwindigkeit im Verlauf einer Schwingungsperiode ändert, wird die Lichtwelle in ein entsprechendes Frequenzspektrum verschoben.

Durch die zeitliche Filterwirkung von Hologrammen (siehe S. 31 f und S. 59) kann aber nur derjenige Anteil dieses Frequenzspektrums, der dieselbe Frequenz wie die Referenzwelle besitzt, zur eigentlichen Hologrammaufnahme beitragen.

Wird nun die Frequenz der Referenzwelle um beliebige Werte verschoben (S. 29 f), dann erhält man jedesmal ein Hologramm, zu

dessen Aufnahme der jeweils entsprechende Frequenzanteil des Spektrums beigetragen hat (sog. $SSSC_n$ - Interferogramme, S. 31f). Bei der Rekonstruktion wird die Objektwelle und damit eben der Anteil des Objektwellenspektrums, der dieselbe Frequenz wie die Referenzwelle besitzt, rekonstruiert. Aus diesen $SSSC_n$ - Aufnahmen lassen sich, wie auf den Seiten 33, 34 theoretisch gezeigt wurde, die Fourier - Koeffizienten O_n der Objektwelle messen und aus diesen mittels eines von DALLAS / LOHMANN (1975) /31/ angegebenen Algorithmus (Gl. 30, S. 34 und Anhang C) die Fourier - Koeffizienten M_n der mechanischen Schwingung berechnen.

VI. 1. 1 Messung der Intensität verschiedener Seitenbänder

Leider können aus den $SSSC_n$ - Aufnahmen nur die Beträge der einzelnen Koeffizienten O_n und nicht deren komplexe Amplituden, also Amplituden und Phasen, gemessen werden. Erst indirekt aus 4 Intensitätsmessungen bzw. direkt mittels real time Phasenmessungen (S. 35f) kann der Phasenanteil bestimmt werden. Da diese Phasenmessungen recht umständlich und zudem mit einem relativ großen Fehler behaftet sind, wäre es vorteilhaft, wenn schon aus den Intensitätsmessungen allein irgendwelche Informationen über das Schwingungsverhalten eines Objekts gewonnen werden könnten.

Ist die Schwingung, die ein Objekt ausführt bzw. ausführen soll, bekannt, dann lassen sich mit Hilfe der Gl. 28, S. 33 die Koeffizienten O_n einer von diesem Objekt reflektierten Lichtwelle berechnen. Auch zur Berechnung der Koeffizienten komplizierter Objektbewegungen sind verschiedene Methoden entwickelt worden /32/.

Aus den $SSSC_n$ - Aufnahmen einer Schwingung lassen sich die Intensitäten der jeweiligen Koeffizienten O_n messen, die dann mit den Werten für die berechneten Koeffizienten verglichen werden können. Wie schon STETSON /26/ für time-average Aufnahmen ($SSSC_o$ - Aufnahme) feststellte, werden irgendwelche Abweichungen z. B. von einer sinusförmigen Schwingung sich vorwiegend in einer Intensitätsänderung höherer Streifenordnungen bemerkbar machen, jedoch kaum einen Einfluß auf die Lage der Interferenzstreifen haben. Diese Folgerung ergibt sich auch aus den Beispielen der verschiedenen

Streifenfunktionen in time-average Aufnahmen (siehe S. 71) und kann leicht in derselben Weise für die jeweiligen Streifenfunktionen beliebiger $SSSC_n$ - Aufnahmen wiederholt werden.

Für eine sinusförmig schwingende Membran ($\varnothing$: 10 mm) wurden verschiedene $SSSC_n$ - Interferogramme aufgenommen (Abb. 35 und 37) und daraus die Beträge der Koeffizienten $|O_n(\vec{r})|^2$ gemessen. . Diese Meßwerte werden mit den berechneten Intensitäten - nach Gl. 29, S. 34 gilt für sinusförmige Schwingungen: $|O_n(\vec{r})|^2 = J_n^2(MA)$ - verglichen (Abb. 36, 37).

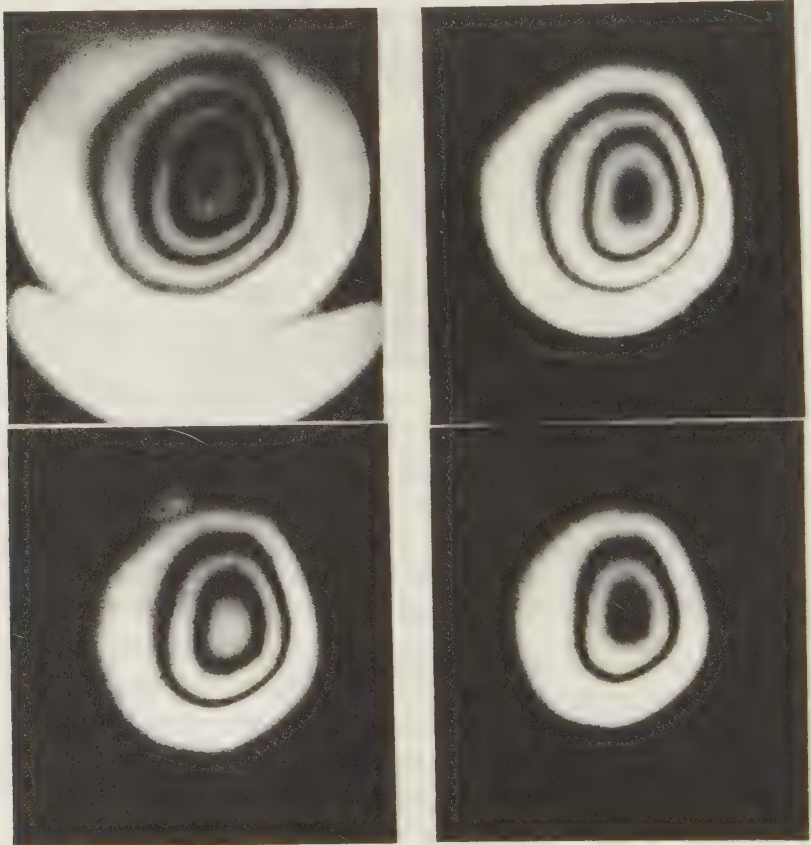


Abb. 35 a Timeaverage (links oben) und die ersten 3 $SSSC_n$ - Aufnahmen einer sinusförmig schwingenden Membran (Fortsetzung dieser Serie auf der nächsten Seite)

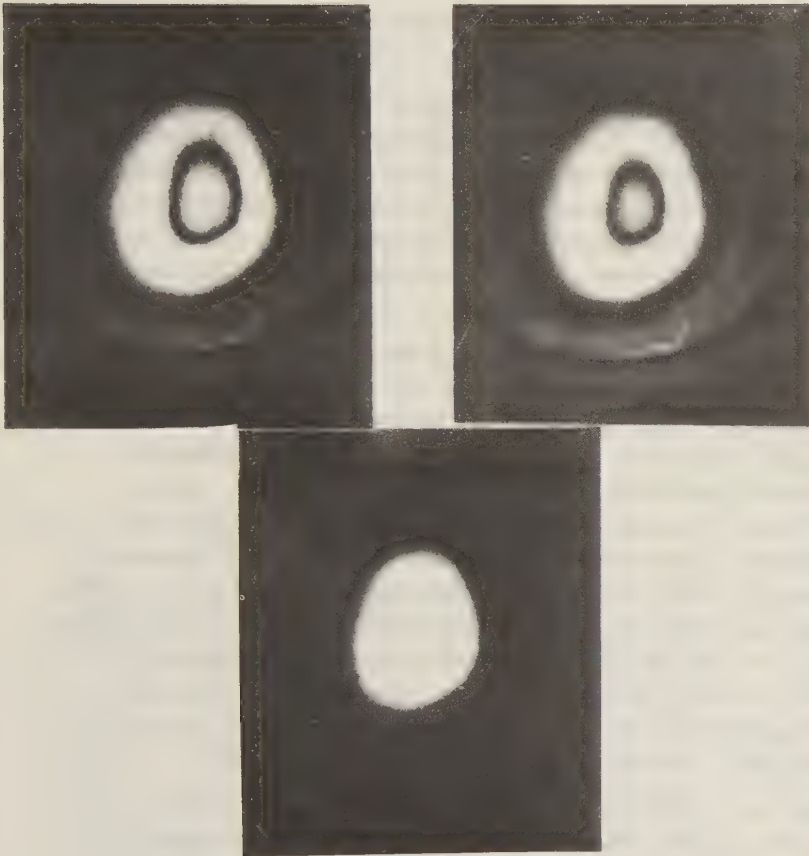


Abb. 35 b Fortsetzung der $SSSC_n$ - Aufnahmen mit $n = 4, 5$ und 6 einer sinusförmig schwingenden Membran

Zur Messung von Intensitäten und zur gleichzeitigen Aufzeichnung der Meßwerte existierte bereits ein Zeiss[®]- Mikrophotometer mit angeschlossenem Plotter (Beschreibung des Gerätes in /209/), das nur mit sehr großem Aufwand zur direkten Intensitätsmessung der virtuellen Hologrammrekonstruktionen hätte umgerüstet werden können. Da zur Messung der Schwingungsform eines Membranpunktes aber jeweils nur die relative Intensität für diesen Punkt gemessen werden muß und dafür eine Photozelle mit Verstärker vorhanden war, erschien diese Umrüstung bzw. die Neuanschaffung eines Photometers zur kontinuierlichen

Ausmessung und Aufzeichnung des Intensitätsverlaufs im Hologrammbild übertrieben.

Die einzelnen Hologrammrekonstruktionen wurden deshalb zusammen mit einem Graukeil auf Umkehrfilm aufgenommen und dieser dann in dem Zeiss[®] - Photometer ausgewertet. Leider zeigen die Intensitätskurven (Abb. 36, 37) wie auch die Auswertung der aufgenommenen Graustufen, daß die Intensitätsmaxima niedriger Ordnung bei weitem nicht mehr in den linearen Bereich der Schwärzungskurve des Diafilms fallen, sondern diesen weit übersteuern.

Für die Interferenzstreifen höherer Ordnung ist jedoch die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Werten recht gut. Insbesondere zeigt sich dabei die Überlegenheit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Modulationseinrichtung zur Messung der Koeffizienten O_n gegenüber anderen Methoden (siehe z. B. /32/). Auch bei hohen Streifenordnungen und selbst für große Werte n ist der Hintergrund - Rauschanteil äußerst gering. Dies wird besonders an der Abb. 37 unten, der $SSSC_{14}$ - Aufnahme einer mit 1050 Hz und einer Amplitude von $1,46\mu$ sinusförmig schwingenden Membran deutlich. Im oberen Teil der Abb. 37 ist zum Vergleich die entsprechende time-average Aufnahme abgebildet. Die helle Marke unterhalb der eigentlichen Membran auf der Membranhalterung dient zur Messung des Hintergrund - Rauschanteils in der $SSSC_n$ - Aufnahme.

Die Zahl der Koeffizienten O_n , die gemessen werden können, wird nur dadurch begrenzt, daß mit der vorliegenden Apparatur eine Frequenzverschiebung von maximal 24 kHz (siehe S. 55 und 56) erreicht werden kann und hängt folglich auch direkt von der Frequenz der Grundschwingung des zu untersuchenden Objektes ab.

Aus der Abb. 37 ist auch die schon von ALEKSOFF /19/ festgestellte Eignung der $SSSC_n$ - Aufnahmen hoher Ordnung zur Messung großer Schwingungsamplituden zu sehen: Die Zahl der im Interferogramm bei gegebener Schwingungsamplitude auftretenden Interferenzstreifen kann durch die Wahl der entsprechenden Ordnung n beliebig verringert werden, da der Wert des Arguments, i. e. der Schwingungsamplitude, bei der das erste und damit hellste Maximum auftritt, proportional mit der Ordnung wächst. Somit können noch Amplituden gemessen werden, die bei einer normalen time-average Aufnahme zu einer nicht mehr auflösbaren Interferenzstreifendichte führen würden.

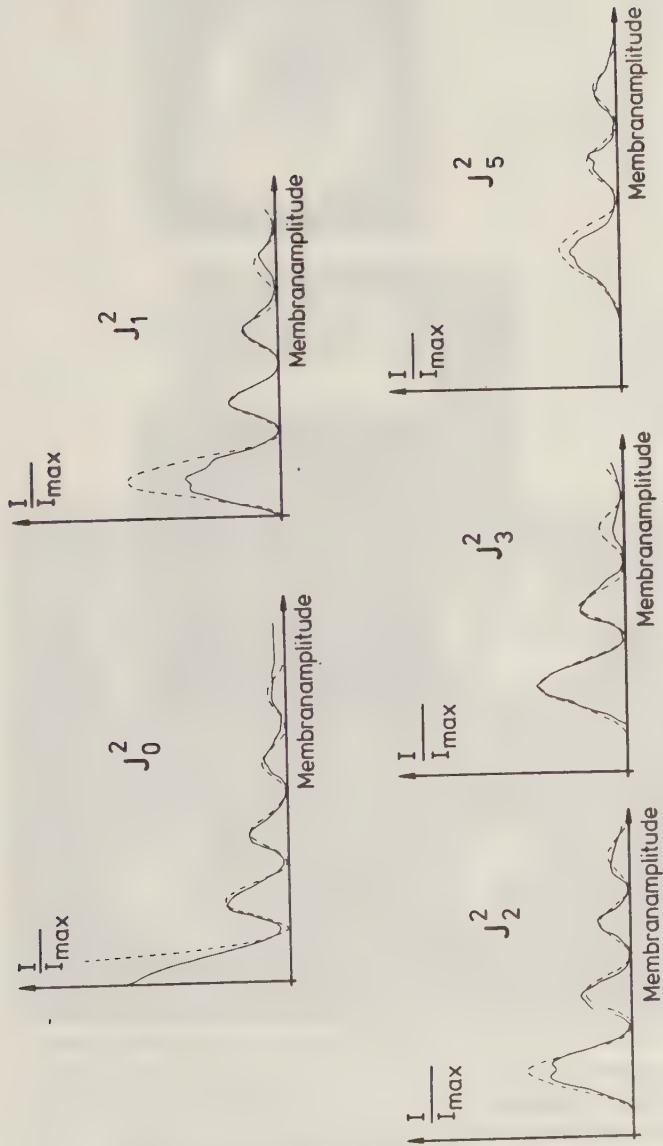


Abb. 36 Die gemessenen (durchgezogene Linie) und die berechneten (gestrichelte Linie) Intensitäten einiger Koeffizienten des Objektspektrums einer sinusförmig schwingenden Membran

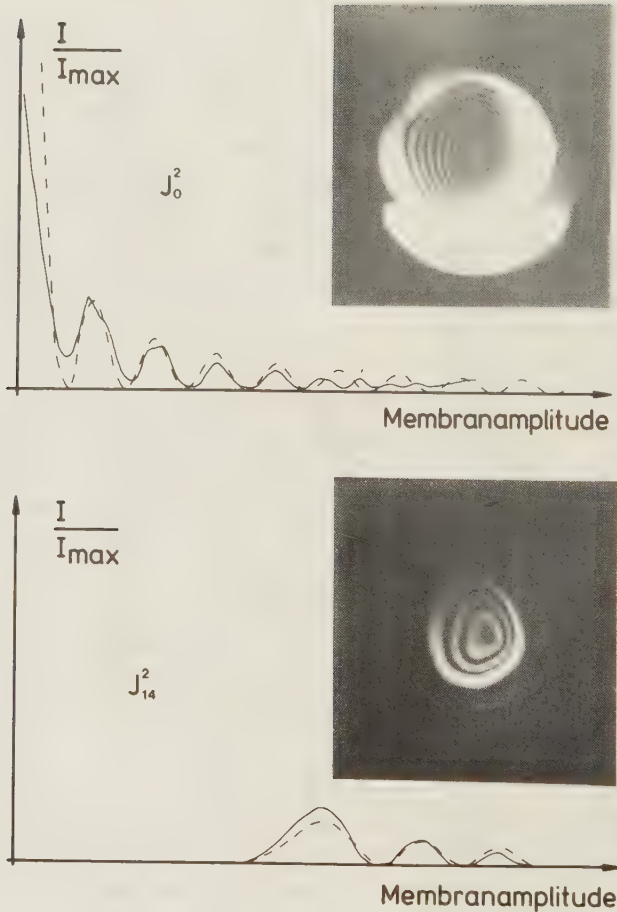


Abb. 37 SSSC₀ - und SSSC₁₄ - Aufnahme und deren photometrische Auswertung einer sinusförmig schwingenden Membran

Mittels SSSC_n - Aufnahmen einander entsprechender Seitenbänder mit umgekehrten Vorzeichen kann sehr empfindlich erkannt werden, ob eine Membran symmetrisch schwingt, d. h. ob ihre Bewegung in eine Schwingungsrichtung der Rückschwingbewegung gleicht oder nicht. Denn wenn eine Membran in diesem Sinne unsymmetrisch schwingt, dann ist auch das durch sie erzeugte Frequenzspektrum nicht mehr zur Träger -

frequenz symmetrisch. Ein Beispiel dafür ist die Sägezahnsschwingung, durch die nur ein Seitenband produziert wird und bei der die Intensität des entsprechenden Seitenbandes mit umgekehrten Vorzeichen null ist - Grundprinzip der optical serrodyning Technik S. 29f -.

Es wurde nun untersucht, ob die unsymmetrische Schwingung der akustisch mit einem Rampe - Signal ($\wedge$) angeregten Membran tatsächlich an Paaren von $SSSC_n$ - Aufnahmen mit verschiedenem Vorzeichen festgestellt werden kann (Abb. 38).



Abb. 38 Unsymmetrisch schwingende Membran. Entsprechende Seitenbänder ($n = \pm 1, \pm 2$) sind nicht gleich

Die Aufnahmen zeigen, allerdings nur sehr kleine, Unterschiede, wohingegen sich bei sinusförmiger bzw. symmetrischer Membrananregung die entsprechenden Seitenbandaufnahmen völlig gleichen.

VI. 1. 2 Messung der Phase und der Schwingungsform

Wie schon erwähnt wurde (S. 35 f), können aus den $SSSC_n$ - Aufnahmen nur die Intensitäten der einzelnen Koeffizienten $|O_n|$, nicht deren komplexe Amplituden bestimmt werden. Deren Phasenanteil kann aber entweder indirekt über Intensitätsmessungen (CUTTER /32/) oder auch direkt mittels eines kontinuierlichen Phasenschiebers gemessen werden. Dieser besteht aus einer Piezokristall - Spiegel Kombination, die sich - gemessen mittels des im holographischen Aufbau integrierten Mach - Zehnder Interferometers - linear zur angelegten Spannung mit $8,3 \text{ nm/V}^*$ ausdehnt (bzw. verkürzt). Bei einer 45° - Orientierung des Kristalls zur optischen Achse (Abb. 15, S. 52) wird folglich die Referenzwelle bezüglich der Objektwelle um $6,68^\circ/\text{V} \hat{=} 11,74 \text{ nm/V}$ verschoben ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$).

Wird der von einem $SSSC_n$ - Interferogramm rekonstruierten Objektwelle die Objektwelle des wirklichen, stationären Objektes mittels der real time Technik (S. 8) überlagert, dann ist die resultierende Intensität dieser Überlagerung u. a. von der Phasendifferenz Δn zwischen der rekonstruierten und der wirklichen Welle abhängig.

An den Phasenschieber wird nun eine solche Spannung angelegt, daß die Intensität dieser Überlagerung für einen beliebigen Punkt der Membran, dessen Schwingungsform gemessen werden soll, minimal wird.

Aus der dazu notwendigen Spannung kann mittels der Gl. 37, 38, S. 37 die Phase Δn berechnet werden:

$$\Delta n = \varphi + \pi = 6,7 \left[^\circ/\text{V} \right] U + 180^\circ \quad [^\circ] \quad (38a)$$

Aus der jeweils letzten Stellung des Phasenschiebers wird nun das nächstfolgende Interferogramm in der beschriebenen Weise gemessen. Es wird also jedesmal die relative Phasendifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Koeffizienten $|O_n|$ bestimmt. Dies erhöht die Meßgenauigkeit, da zwischen 2 aufeinanderfolgende Messungen eine relativ kurze Zeitspanne liegt.

* Dieser Wert weicht erheblich von dem im Produktkatalog der Herstellerfirma Physik Instrumente, Karlsruhe für das Modell P - 172 angegebenen Wert von $20 \mu/\text{kV}$ ab.

Die Amplituden $|O_n|$ werden aus den Intensitäten $I_n = |O_n|^2$ berechnet.

Die Messungen von Amplituden und Phasen können auf 2 verschiedene Arten ablaufen:

- 1) Alle SSSC_n - Aufnahmen werden hintereinander aufgenommen und dann, nach der gemeinsamen Entwicklung, einzeln in ihre Aufnahme - position gebracht und ausgewertet.
- 2) Die Aufnahmen werden hintereinander nach in situ Entwicklung ausgemessen.

Ad 1):

Von dem schwingenden Untersuchungsobjekt werden hintereinander entsprechend viele (siehe dazu Abschnitt VI. 4) SSSC_n - Aufnahmen gemacht. Um eine exakte real time dry to dry Reposition (siehe S. 8) in die Aufnahme position sicherzustellen, werden die photographischen Platten zur holographischen Aufnahme, Entwicklung, Lagerung und Rekonstruktion in einem speziellen Plattenhalter bzw. -rahmen^{*} belassen, der nach der Aufnahme als Ganzes aus einem ortsfesten Platten - halterungs - und Repositionierungssystem^{**} entfernt und zur Rekonstruktion dort wieder interferometrisch exakt eingesetzt wird. Ein ähnliches System wurde schon von BECKER/GRIGULL (1972) /210/ mit gutem Erfolg zu real time Messungen an transparenten Objekten benützt.

Auch ein selbstgebauter real time Photoplattenhalter^{***} ermöglichte durch eine 3 - Punkt Präzisionsfixierung ohne größere Probleme das Wiedereinsetzen der entwickelten Platten, ohne dabei spezielle Platten - rahmen zu fordern.

Die einzelnen SSSC_n - Aufnahmen werden auf Agfa Gevaert Scientia[®] 10 E 75 Platten schnell hintereinander aufgenommen und gemeinsam dann in üblicher Weise, z. B. 5 min lang in Agfa Gevaert G 3 P Entwickler entwickelt. Nach einem 30 s langen Unterbrecherbad in 2 % Essigsäurelösung werden die Platten 5 min lang in Agfa Gevaert[®]

* Elomag, Wädenswil, Schweiz. Plate carriage PC - 45

** Elomag. X - Y micropositionable photographic plate holder MPH 45
Die Firma Elomag nannte sich von 1974 bis 1976 el don, davor Jodon.

*** Ein prinzipiell ähnlicher Halter wird von der Firma Rottenkolber Holo - System, Olbing bei München, Modell - Nr. 0311 angeboten.

G 334 - Fixierbad fixiert und anschließend 7 min lang gewässert. Abschließend werden sie in einer 0,5 % Mirasol - Lösung (Hersteller: Tetenal) gespült und 10 min in einem 20°C warmen Luftstrom getrocknet.

Nach der Reposition, deren Exaktheit man am Auftreten unerwünschter Interferenzstreifen kontrollieren kann, wird zuerst das Interferogramm allein rekonstruiert und dessen Intensität gemessen. Anschließend, in der real time Überlagerung, werden zur Phasenmessung entweder die dazu nötigen, restlichen 3 Intensitätsmessungen (siehe S. 35) durchgeführt, oder aber die Steuerspannung des Piezokristalls so lange vergrößert, bis die Intensität der Überlagerung ein Minimum annimmt. Danach wird die nächste Aufnahme der SSSC_n - Serie ausgemessen.

Ad 2):

Die unbelichteten Platten werden zur Stabilisierung der Schichtdicke und Sensibilisierung der Photoemulsion (siehe S. 10) gemeinsam 5 min lang in H₂O dest. vorgequollen. Dann wird jeweils eine Platte in eine mit H₂O dest. gefüllte Glasküvette mit stabiler Halterung^{*} gestellt, belichtet und dann nach Ablassen des Wassers in einem Einbad - Entwickler^{**} insgesamt 120 s lang in situ entwickelt und gleichzeitig fixiert. In einer 0,05 % Eisessiglösung erfolgt in der oben beschriebenen Weise die Messung von Amplitude und Phase. Anschließend wird diese Prozedur für die restlichen Aufnahmen jeweils wiederholt.

Zur Messung der Intensitäten wird das rekonstruierte, virtuelle Bild bzw. ein kleiner Ausschnitt davon mittels eines Vivitar[®] Makro - Zoom Objektivs stark vergrößert auf die Photozelle eines Power - Meters^{***} abgebildet.

Vergleich beider Verfahren:

Die größte Schwierigkeit bei real time Messungen allgemein besteht darin, die relative Phase zwischen Objekt- und Referenzwelle über längere Zeit konstant zu halten. Denn trotz aller Vorsichtsmaßnahmen

* Entweder eine Küvette der Firma Elomag, Wädenswil, Schweiz, Typ: Immersion type x - y micropositionable plate holder MPH - 45W oder eine selbstentwickelte Küvette /211/.

** Ein von HARIHARAN et al. /51, 52/ angegebener Einbad - Entwickler

*** Coherent Radiation, Palo Alto, Kalifornien, USA, Modell 212

schwankt diese um ca. $7^{\circ}/\text{min}$. Die Ausmessung einer Serie von nur insgesamt 10 SSSC_n -Aufnahmen dauert bei Anwendung des zweiten Meßablaufs mindestens 30 min, - Belichtungszeit 5 s (für $20 \text{ erg}/\text{cm}^2$), Entwicklungszeit 120 s, Meßzeit 25 s, Neuladen der Küvette 30 s für insgesamt 10 Aufnahmen - was folglich zu Fehlern führt, die diesen Ablauf 2, zumindest in der beschriebenen Form, ungeeignet für die Phasenbestimmung macht.

Bei Verwendung von Sofortbild - Systemen /56/ auf der Basis hochempfindlicher ($5 \text{ erg}/\text{cm}^2$) thermoplastischer Filme läßt sich der gesamte Aufnahme- und Meßvorgang auf etwa 5 min verkürzen - Belichtungszeit ca. 2 s, Entwicklungszeit nur noch 0,15 s - . Durch dieses System wird der eigentliche Aufnahmevorgang auf wenige Sekunden verkürzt, wodurch der zeitliche Vorteil, den die Multiplex Holographie (/32/, /145/ S. 12 und 19) gegenüber herkömmlichen Verfahren durch die gleichzeitige Aufnahme mehrerer SSSC_n -Interferogramme besitzt, beinahe aufgehoben wird.

Da ein solches System für diese Arbeit nicht zur Verfügung stand, mußte die unter 1) beschriebene Aufnahme- und Meßprozedur angewendet werden.

Wie /50/ genau untersuchte, ist die Enddicke der Photoemulsion bei einem dry to dry Prozeß nach der Fixierung, wodurch ja ein Teil des Silberhalogenids herausgelöst wird, ca. 10 - 30 % geringer als die Ausgangsdicke. Dadurch wird bei der Rekonstruktion die Bragg - Bedingung bei den als Volumenhologramme wirkenden 10 E 75 Platten (7μ Schichtdicke, Ortsfrequenz des Trägerfeldes ca. 800 mm^{-1}) verletzt, wodurch die Helligkeit der Rekonstruktion verringert wird. Da dies für alle Aufnahmen in gleicher Weise der Fall ist, wird die Messung der relativen Intensitäten dadurch nicht beeinflusst.

Da auch nur relative Phasen gemessen werden müssen, wird nur die Zeitspanne, in der die SSSC_n -Serie belichtet wird (ca. 5 min), sowie durch die benötigte Zeit zur Ausmessung dieser Serie (ca. 5 min), nicht aber durch die Dauer des gemeinsamen Entwicklungsvorganges (ca. 25 min) der hintereinander weg belichteten Platten bestimmt, in wieweit die Meßgenauigkeit infolge der unerwünschten Phasenänderungen verringert wird.

Das Repositionierungsverfahren bietet außerdem den Vorteil, daß die Phasenmessungen mehrmals hintereinander wiederholt werden

können, was den mittleren quadratischen Fehler der Messung entsprechend verringert.

Dem Vorteil der gleichzeitigen Aufnahme mehrerer Koeffizienten O_n beim Multiplex Verfahren steht der Nachteil, daß dabei weitere Meßgrößen, nämlich die Beugungskoeffizienten des verwendeten Gitters - sie geben die Intensitätsverteilung in die entsprechende Beugungsordnung an - mit in die einzelnen Intensitätsmessungen eingehen, gegenüber. Außerdem kann die Vorrichtung zur Messung der Intensitäten während einer Meßserie nicht fest an einem Ort verbleiben, sondern muß von Beugungsordnung zu Beugungsordnung verschoben werden. Auf die prinzipielle Schwierigkeit, damit höhere Beugungsordnungen mit gutem Signal/Rausch - Abstand aufzunehmen, wurde schon hingewiesen.

Mit diesem Verfahren wurde nun an 2 Schwingungen deren Koeffizienten O_n der verschiedenen Seitenbänder gemessen und daraus über die Gl. 32, S. 35 mit Hilfe eines Computers (Programm im Anhang B) die Fourierkoeffizienten M_n der mechanischen Schwingung berechnet.

Die Ergebnisse sowie eine kritische Betrachtung der Einschränkungen und Grenzen dieses Meßverfahrens finden sich in den Abschnitten VI. 3 bzw. VI. 4.

VI. 2 Messung der Fourier - Koeffizienten einer mechanischen Schwingung mittels Doppelbelichtungs - Interferogramme

Das zu untersuchende Objekt wird mit 2 Lichtblitzen entsprechend hoher Energie (Doppelpuls - Aufnahme) oder einer entsprechend langen Serie von Blitzpaaren niedriger Energie (stroboskopische Doppelpuls - oder Strobe - Aufnahme) in irgend 2 beliebigen Positionen $M_1(\vec{r})$, $M_2(\vec{r})$ seines Schwingungszyklus aufgenommen (siehe auch S. 9). Bei der Rekonstruktion interferieren die 2 holographisch gespeicherten Objektwellen miteinander und erzeugen dadurch ein Interferenzstreifensystem, das mit Gl. 12, S. 25 eine Funktion des Abstandes der beiden aufgenommenen Positionen (siehe dazu Abb. 5, S. 24) und unabhängig von der Form der ausgeführten Schwingung $M(\vec{r}, t)$ ist.

Es wird nun eine ganze Serie solcher Doppelpuls - Interferogramme aufgenommen, bei denen die jeweils ersten Aufnahmepulse $M_{1,n}$ immer an derselben Stelle des zu untersuchenden Schwingungszyklus liegen. Die jeweils dazugehörigen zweiten Pulse $M_{2,n}$ werden zu verschiedenen, in äquidistanten Intervallen τ über eine Schwingungsperiode verteilten Zeitpunkten ausgelöst. Aus diesen Interferogrammen kann leicht mit Hilfe der Gl. 12, S. 25 der jeweilige Abstand ΔM_n berechnet werden, den die Objektposition $M_{2,n}$ relativ zur Position $M_{1,n} = M_1$ für alle n besitzt.

Die Frage, ob und unter welchen Bedingungen aus diesen n Meßwerten die eigentliche Objektschwingung $M(t)$ - o. B. d. A. wird die Ortsabhängigkeit dieser Bewegung im Folgenden weggelassen - bestimmt werden kann, stellt sich in ganz ähnlicher Form in der Nachrichtentechnik bzw. Informationstheorie: Läßt sich eine kontinuierliche, bandbegrenzte Signalfunktion auch beliebig genau beschreiben, wenn nur deren Funktionswerte in einer äquidistanten Folge von diskreten Punkten bekannt sind bzw. welchen Informationsgehalt besitzt ein analoges Signal?

Die Antwort liefert der Fundamentalsatz der Informationstheorie, das Abtast- oder Sampling - Theorem (WHITTAKER (1915) /212/, SHANNON (1948) /213/, KÜPFMÜLLER (1949) /214/, WOLTER /215/, RÖHLER /167/). Dies Theorem soll kurz in einer an den vorliegenden Fall angepaßten Version skizziert werden, weil daraus sofort die Möglichkeiten einer Schwingungsformmessung mittels Doppelpuls - Interferogramme hervorgehen.

ferogrammen abgeschätzt werden können.

Die aus den n Interferogrammen bestimmten Momentanamplituden ΔM_n der Objektbewegung $M(t)$ bilden zusammen das Abtastsignal $M_a(t)$, das sich folgendermaßen schreiben läßt (siehe dazu Abb. 39):

$$M_a(t) = M(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - n\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M(n\tau) \delta(t - n\tau) \quad (43)$$

τ ist die Aufnahmeperiode der Interferogramme.

Fourier - Transformation liefert zusammen mit dem Faltungssatz:
 $\odot$ symbolisiert eine Faltung

$$\tilde{M}_a(f) = M(f) \odot \frac{1}{\tau} \sum_n \delta(f - \frac{n}{\tau}) = \frac{1}{\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{M}(f - \frac{n}{\tau}) \quad (44)$$

Gl. 44 besagt, daß das Abtastsignal ein periodisches Spektrum mit der Periode $1/\tau$ besitzt, welches das Produkt einer Faltung des Spektrums der Objektbewegung $M(f)$ mit einer Folge von δ -Funktionen ist (Abb. 39).

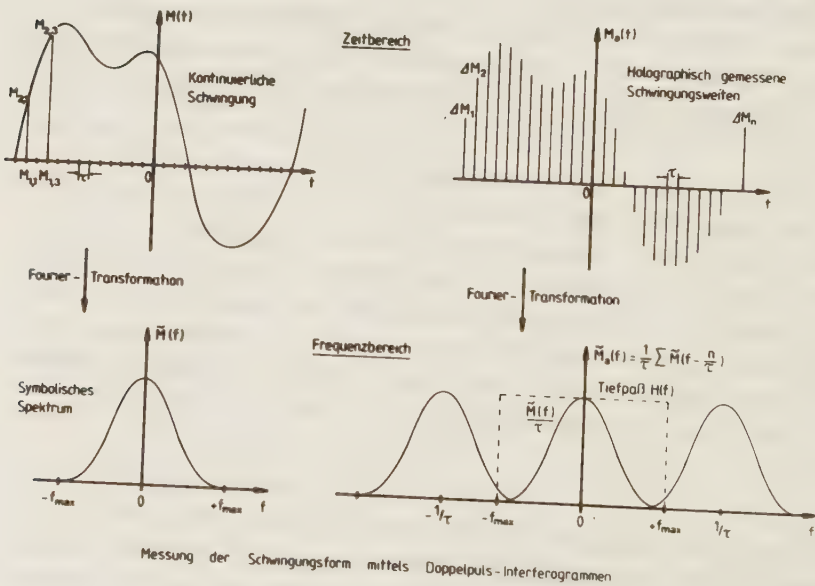


Abb. 39

Ist nun:

- 1) die Funktion $M(f)$ bandbegrenzt, also nur in einem Frequenzintervall $|f| \leq f_{\max}$ von Null verschieden* und ist
 - 2) die Aufnahmeperiode τ für die einzelnen Interferogramme $\tau \leq 1/2f_{\max}$
- dann gilt mit 1) und Gl. 44 für die Spektren der abgetasteten und der kontinuierlichen Bewegungsfunktion:

$$\frac{1}{\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{M}(f - \frac{n}{\tau}) \tau \operatorname{rect} \frac{f}{2f_{\max}} = \tilde{M}(f) = \tilde{M}_a(f) \tau \operatorname{rect} \frac{f}{2f_{\max}} \quad (45)$$

$$\text{mit } \operatorname{rect} \frac{f}{2f_{\max}} = \begin{cases} 1 & |f| \leq f_{\max} \\ 0 & |f| > f_{\max} \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{Rechteckfunktion und deren} \\ \text{Fourier - Transformierte} \\ \text{siehe S. 31} \end{array}$$

Rücktransformation der 2 letzten Terme der Gl. 45 liefert:

$$M(t) = M_a(t) \odot 2f_{\max} \tau \operatorname{sinc}(2f_{\max} \tau) \quad (46)$$

Ist gemäß Forderung 2): $\tau = 1/2f_{\max}$, dann gilt mit Gl. 43 und 46:

$$M(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M(n\tau) \delta(t - n\tau) \odot \operatorname{sinc}(t/\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M(n\tau) \operatorname{sinc} \frac{t - n\tau}{\tau}$$

Das Abtasttheorem besagt also, daß sich bandbegrenzte Bewegungsfunktionen des Objekts bzw. bandbegrenzte Signale allgemein in eine Reihe von sinc - Funktionen, welche bekanntlich ein vollständiges Orthogonalsystem bilden, entwickeln lassen. Die Reihenkoeffizienten sind einfach die Funktionswerte an den "Samplingpunkten" $n\tau$ mit den "Samplingwerten" $M(n\tau)$.

Mit anderen Worten ist jede periodische Bewegungsfunktion, welche als höchste Frequenzkomponente die Frequenz $f_{\max}$ enthält, bereits eindeutig definiert, wenn man sie an den "Samplingpunkten" im Abstand $1/2f_{\max}$ kennt.

* Nach /216/ gilt das Sampling - Theorem sogar für nicht - bandbegrenzte Signale, deren Spektren ab einer gewissen Frequenz stärker als $1/f$ gegen Null geht. Diese schwache Forderung wird z. B. von jeder stetigen, Fourier - transformierbaren Zeitfunktion, deren 1. Ableitung bereits unstetig werden darf, erfüllt. Einzelheiten darüber sowie eine Fehlerabschätzung sind in /217/ zu finden.

Aus dem Sampling - Theorem läßt sich ableiten (siehe auch z. B. /218/):

- 1) Das Sampling - Theorem gilt für aperiodische wie für periodische Objektbewegungen.
- 2) Die absolute Lage der Sampling - Punkte hat keinen Einfluß auf das Ergebnis
- 3) Eine Überabtastung, d. h. eine Ausmessung der Schwingungsform mit einer Aufnahmeserie, deren Periode τ kleiner ist als durch die Bedingung $\tau \leq 1/2f_{\max}$ gefordert wird, ist zulässig.
- 4) Bei Unterabtastung mit $\tau > 1/2f_{\max}$ kann die interpolierte Funktion der Objektbewegung verzerrt sein ($\tau = 1/2f_{\max}$ ist eine hinreichende, keine notwendige Bedingung).
- 5) Die Amplitude der untersuchten Schwingung hat keinen Einfluß auf die Anzahl der benötigten "Sampling - Interferogramme".

Mit entsprechend vielen Doppelbelichtungs - Interferogrammen kann nun jede reale und damit bandbegrenzte Objektschwingung gemessen werden.

Ein Auswerteschema, das ohne weiteren Aufwand auf der Basis des Abtast - Theorems mit 12 "Sampling - Interferogrammen" die ersten 6 Fourier - Koeffizienten ($f_{\max} = 1/2\tau$) einer Schwingung liefert, ist in Abb. 40 aufgeführt.

Aus den Fourier - Koeffizienten läßt sich die Bewegungsfunktion $M(\vec{r}, t) \equiv \Phi(x, t)$ und damit die Schwingungsform berechnen. Zur Messung der höherfrequenten Anteile einer entsprechenden Schwingung existiert ein zur Abb. 40 analoges Auswerteschema, das mit 24 "Samplingwerten" die ersten 12 Fourier - Koeffizienten einer Schwingung liefert (/162/ S. 482).

Die Ausmessung der 12 "Sampling - Abstände" ΔM_n kann entweder an 12 einzelnen Doppelpuls - Interferogrammen oder aber mit Hilfe eines real time Interferogrammes, durch das die Objektwelle des stationären Objektes rekonstruiert wird, durchgeführt werden. Wird das schwingende Objekt nur jeweils in einem Punkt seines Schwingungs - zyklus stroboskopisch beleuchtet und ist die Intensität der vom Objekt reflektierten Welle gleich der der rekonstruierten Welle, dann entsteht ein Interferenzstreifensystem gleich dem einer entsprechenden Doppelpuls - Aufnahme (siehe Gl. 12, S. 25).

Temporally Fourier-Analysis of Membrane Vibrations

Using Strobe Holography

Calculation Scheme

$$M - M_n = \Delta M_n \quad n=12$$

	ΔM_0	ΔM_1	ΔM_2	ΔM_3	ΔM_4	ΔM_5	ΔM_6	S_0	S_1	S_2	S_3	d_1	d_2	d_3
		ΔM_{11}	ΔM_{10}	ΔM_9	ΔM_8	ΔM_7		S_6	S_5	S_4		d_5	d_4	
Sums	S_0	S_1	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6	d_0	d_1	d_2	d_3	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3
Differences		d_1	d_2	d_3	d_4	d_5		δ_0	δ_1	δ_2		τ_1	τ_2	

	Cosine						Sine						
1	σ_0, σ_1 σ_2, σ_3	δ_0	$\sigma_0 - \sigma_3$	δ_0	δ_2	ϵ_1					ϵ_1, ϵ_3		
0.866			δ_1					ϵ_2	τ_1	τ_2			
0.5			δ_2	$-\sigma_3, \sigma_1$		ϵ_1							
Sums	I, II	I, II	I, II	I, II	I, II	I, II	I, II	I, II	I, II	I, II	I, II		
I + II	$6A_0$	$6A_1$	$6A_2$			$6B_1$	$6B_2$						
I - II	$12A_0$	$6A_3$	$6A_4$	$6A_5$	$6A_6$	$6B_3$	$6B_4$	$6B_5$					

$$\phi(x,t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{m=1}^6 A_m \cos m\omega t + \sum_{m=1}^5 B_m \sin m\omega t$$

Abb. 40

Mit Hilfe einer solchen, in finanzieller und zeitlicher Hinsicht äußerst ökonomischen real time Meßanordnung können beliebig viele "Sampling-werte" einer beliebigen Schwingung gewonnen und entweder sofort ausgemessen oder aber photographiert werden.

Aus diesem Grund wurde die auf S. 34 (siehe auch S. 10) beschriebene wet to wet real time Anordnung gewählt, bei der die Hologrammplatte in einer Glasküvette belichtet und darin, ohne aus ihrer Aufnahme-position entfernt zu werden, auch gleich mit einem Spezialentwickler* entwickelt wird.

Die Abb. 41 zeigt eine "Sampling - Serie" von solchen real time Puls - Interferenzmuster zur Messung der Schwingungsform.

* Ein von HARIHARAN et al. /51, 52/ angegebener Einbad - Entwickler

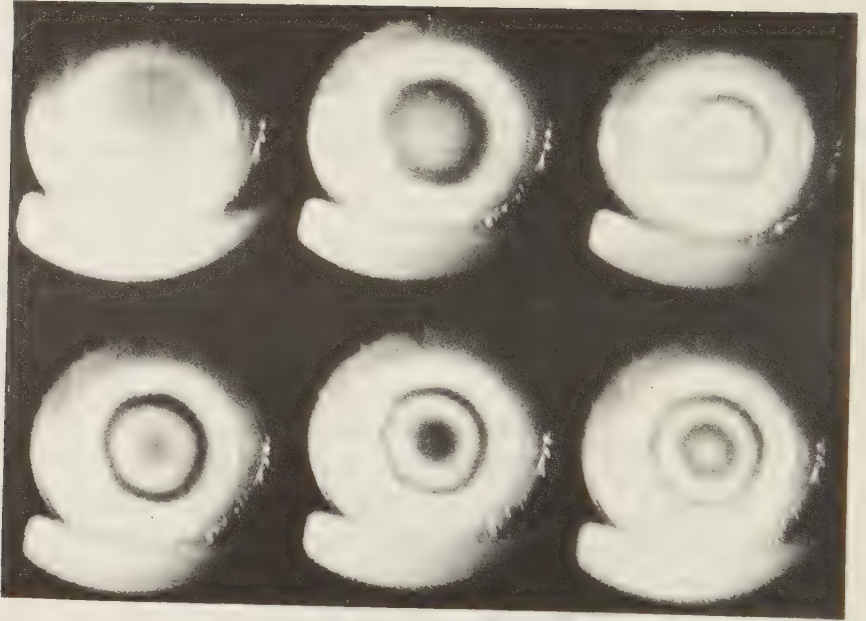


Abb. 41 Real time Interferenzmuster einer in jeweils verschiedener Position ihres Schwingungszyklus stroboskopisch beleuchteten Membran

Die Steuerung der Lichtpulse zur Aufnahme der "Sampling - Interferogramme" wurde auf S. 54 beschrieben, der Versuchsaufbau ist aus der Abb. 15, S. 52 zu ersehen.

In situ Interferogramme von menschlichen Trommelfellen können, wegen der hohen Anforderung der Holographie an die Stabilität des Aufnahmeobjekts, nur mittels Doppelpuls - Belichtung, keinesfalls in real time aufgenommen werden. Durch die Verwendung des schon mehrfach erwähnten holographischen Sofortbild - Systems /56/ könnte aber, durch die kurze Entwicklungszeit von nur 150 ms, eine ganze Serie von "Sampling - Interferogrammen" quasi in real time aufgenommen werden.

Werden die Auslenkungen ΔM_n relativ zur Ruhelage des Objekts gemessen, werden also die jeweils ersten Aufnahmepulse $M_{1,n}$ beim Durchgang des Objekts durch seine Ruhelage ausgelöst, dann erhält man, im Gegensatz zum Verfahren mit $SSSC_n$ - Interferogrammen (Kapitel VI.1),

mit Hilfe des Auswerteschemas der Abb. 40 neben der Form auch die absoluten Amplituden der aufgenommenen Schwingung.

Bei einer real time Meßanordnung, bei der als Vergleichswelle die holographisch rekonstruierte Welle des stationären Objekts dient, wird obige Bedingung automatisch erfüllt.

Bezüglich der Ruhelage unsymmetrische Membranschwingungen lassen sich somit gut messen /59/.

Die absoluten Abstände ΔM_n können direkt aus der Anzahl der Interferenzstreifen gemessen werden (Gl. 12, S. 25) und müssen nicht, außer bei Abständen kleiner als 158 nm (siehe dazu die Tabelle in Abb. 32, S. 68), aus den absoluten Intensitäten errechnet werden. Auf die in diesem Fall auftretenden Schwierigkeiten und die daraus resultierenden großen relativen Fehler wurde auf S. 69 eingegangen. Diese Fehler sowie die Fehler bei der Interpolation zwischen zwei Interferenzstreifenordnungen (im vorliegenden Fall ca. $1/7$ einer Streifenordnung $\approx \pm \lambda/14$) können mit Hilfe des dual frequency Verfahrens um gut das 10 - fache verringert werden (siehe S. 15).

Zur Messung sehr kleiner Abstände ist es vorteilhaft, die Interferogramme im Doppelpuls - Subtraktionsverfahren herzustellen (siehe Abb. 34, S. 73 sowie Ausführliches im Abschnitt V. 2) bzw. im dazu analogen real time Subtraktionsverfahren zu messen (S. 27 mit Gl. 13).

Die eigentlichen Messungen zweier Schwingungsformen, die Ergebnisse sowie ein Vergleich der beiden Verfahren zur Schwingungsformmessung sind in den Abschnitten VI. 3 und VI. 4 zusammengefaßt.

VI. 3 Ergebnisse der Schwingungsformmessung mittels SSSC_n - und Doppelpuls - Interferogrammen

In einem ersten Experiment wurde zur Erprobung der beiden Verfahren eine bekannte Schwingungsform gemessen. Das Untersuchungsobjekt bestand dabei, prinzipiell gleich wie bei CUTTER /32/, aus einem rechteckigen Streifen harten, weißen Kartons, dessen eine Schmalseite am festen Lautsprecherrahmen, die andere am Zentrum der Lautsprechermembran befestigt war (Abb. 42).

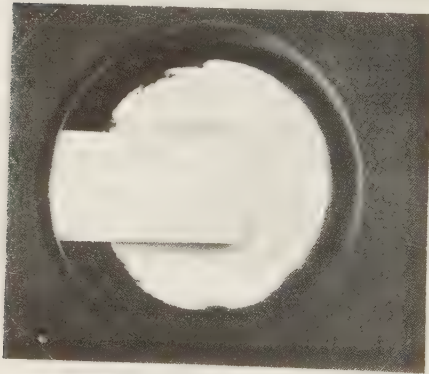


Abb. 42 Das Objekt zur Messung
einer bekannten Schwingung

Hiermit ist sichergestellt, daß eine dem anregenden, elektrischen Signal entsprechende Schwingung auch wirklich ausgeführt wird, zumindest dann, wenn dieses Signal keine hochfrequenten Anteile besitzt. Außerdem ist bei einem solchen Objekt die Schwingungsamplitude eines Punktes direkt zu dessen Abstand vom Rahmen proportional, was die Interpolation zwischen 2 Streifenordnungen bzw. die Messung kleiner Schwingungsamplituden sehr erleichtert (Abb. 43).

Dieses Objekt bzw. die Lautsprechermembran wurde nun mit einem bekannten, nichtsinusförmigen Signal angeregt (Abb. 44).

Aus Gründen, auf die im Abschnitt VI. 4 näher eingegangen wird, wurde die Signalspannung bei der Schwingungsformmessung mittels SSSC_n - Interferogrammen so gewählt, daß die Maximalamplitude der Objektschwingung ca. 100 nm betrug. Bei der stroboskopischen Doppelpuls - Messung hingegen betrug die Maximalamplitude zur Reduzierung des relativen Meßfehlers 3μ .

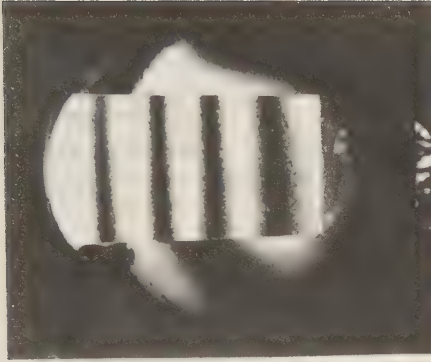


Abb. 43 Time - average Interferenzmuster einer sinusförmigen Schwingung

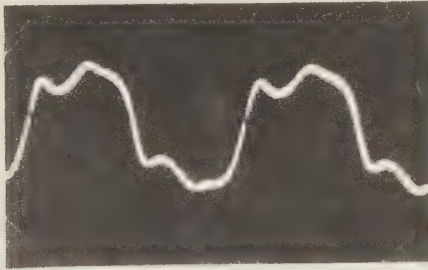


Abb. 44 Oszillographenbild der bekannten Schwingung, mit der das Objekt, ein in der Lautsprechermitte befestigter Kartonstreifen, angeregt wird.

Durch Vergleich der holographisch gemessenen Schwingungsform mit der Form des bekannten elektrischen Signals (Abb. 44), mit der das Objekt (Abb. 42) angeregt wurde, läßt sich die Genauigkeit der beiden Verfahren zur Messung von Schwingungsformen leicht experimentell ermitteln. Voraussetzung dafür ist natürlich, daß das Objekt die angelegte Signalform verzerrungsfrei ausführt.

Mit Hilfe der beiden Verfahren wurde die Schwingung der Abb. 44 in der in den Abschnitten VI. 1 und VI. 2 bereits ausführlich beschriebenen Weise gemessen.

Die Ergebnisse der Messungen von Amplitude - bzw. der
(Intensität)^{1/2} - und Phase mittels SSSC_n - Interferogrammen betragen:

n	Amplitude O_n in relativen Einheiten	Phasenwinkel Δ_n relativ zum stationären Objekt in Grad
- 7	0,01	164°
- 6	0,02	350°
- 5	0,09	169°
- 4	0,12	344°
- 3	0,27	201°
- 2	0,37	14°
- 1	0,53	162°
0	0,25	0°
1	0,43	12°
2	0,34	341°
3	0,19	24°
4	0,18	48°
5	0,16	56°
6	0,08	53°
7	0,04	61°

Die aus diesen Werten mit Hilfe der Gl. 32, S. 35 bzw. des Programms
im Anhang B berechneten Fourierkoeffizienten M_m der Schwingung lauten:

m	$B_m \sin m\omega t$	$A_m \cos m\omega t$
1	2,796	- 0,055
2	- 0,002	0,335
3	0,391	0,262
4	0,037	0,116
5	0,083	0,018

Die Auswertung der 12 stroboskopischen real time Sampling - Inter -
ferogramme ergab folgende absoluten Abstände ΔM_n [μ] bezüglich der
Objektruhelage:

ΔM_0	ΔM_1	ΔM_2	ΔM_3	ΔM_4	ΔM_5	ΔM_6	ΔM_7	ΔM_8	ΔM_9	ΔM_{10}	ΔM_{11}
0,0	-1,6	-1,55	-2,35	-2,65	-2,4	0,45	1,95	1,7	2,6	2,7	2,2

Die aus den Sampling - Werten mit Hilfe des Auswerteschemas der Abb. 40, S. 91 bzw. des Programms im Anhang B berechneten Fourier - Koeffizienten der mechanischen Schwingung lauten:

m	$B_m \sin m\omega t$	$A_m \cos m\omega t$
0		0,088
1	- 2,75	0,25
2	0,094	0,03
3	- 0,53	- 0,43
4	0,065	0,09
5	- 0,26	- 0,05
6		0,00

Die Schwingungsrichtung des Objektes relativ zum Beobachter und damit die Vorzeichen der Sampling - Abstände könnten z. B. mittels der Methode von MAYER /80/ (S. 10) absolut bestimmt werden. Dies hat jedoch keinen Einfluß auf den Betrag der berechneten Fourier - Koeffizienten.

Die beiden gemessenen Schwingungen sind zusammen mit der elektrischen Schwingung, mit der das Objekt angeregt wurde (siehe Abb. 44), in der Abb. 45 graphisch dargestellt.*

Es soll hier noch einmal betont werden, daß mittels der $SSSC_n$ - Methode nur die relativen Amplituden und Phasen der mechanischen Koeffizienten bestimmt werden können.

Zur Untersuchung einer beliebigen Schwingung wurde eine kleine Membran ($\varnothing$: 1 cm) einseitig mit Glaswolle gedämpft. Dies bewirkt, wie in /59/ näher untersucht wurde, eine bezüglich der Membranruhelage unsymmetrische Membranschwingung (siehe S. 19 unten). Dies ist eine

* Mittels der $SSSC_n$ - Methode werden nur relative Phasen gemessen, wodurch die durch die berechneten Fourierkoeffizienten bestimmte Schwingung eine willkürliche Phasenlage besitzt. Zum besseren Vergleich wurde deshalb in der Abb. 45 die durch die Fourierkoeffizienten bestimmte Schwingung um 180° phasenverschoben dargestellt.

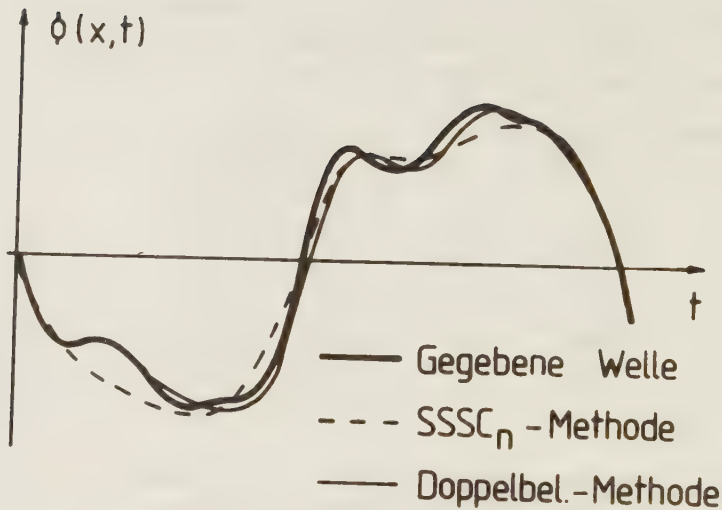


Abb. 45 Messung einer bekannten Schwingungsform

Schwingung, deren Amplitude in der Schwingungsendlage zur Dämpfung hin kleiner ist als die in der ungedämpften Endlage. Die Membran wurde über einen Lautsprecher mit 1000 Hz und 63 dB(A) sinusförmig angeregt.

Diese unbekannte Schwingung wurde nun mit beiden Verfahren gemessen.

Unsymmetrische Schwingung, gemessen mit Hilfe von SSSC_n-Interferogrammen:

n	Amplitude O_n in relativen Einheiten	Phasenwinkel Δ_n relativ zum stationären Objekt in Grad
- 5	0,02	286°
- 4	0,04	68°
- 3	0,13	191°
- 2	0,20	43°
- 1	0,55	226°
0	0,69	0°
1	0,40	25°

n	Amplitude O_n in relativen Einheiten	Phasenwinkel Δ_n relativ zum stationären Objekt in Grad
2	0,16	356°
3	0,09	342°
4	0,03	61°
5	0,01	69°

Die daraus mit Hilfe der Gl. 32, S. 35 berechneten Fourierkoeffizienten der mechanischen Schwingung lauten:

m	$B_m \sin m \omega t$	$A_m \cos m \omega t$
1	1,223	- 0,197
2	- 0,070	- 0,008
3	0,158	- 0,012
4	0,010	0,091
5	- 0,012	- 0,007

Dieselbe unsymmetrische Schwingung, gemessen mit Hilfe von stroboskopischen Doppelpuls - Interferogrammen:

ΔM_0	ΔM_1	ΔM_2	ΔM_3	ΔM_4	ΔM_5	ΔM_6	ΔM_7	ΔM_8	ΔM_9	ΔM_{10}	ΔM_{11}
13	78	140	168	170	130	55	- 40	- 98	- 87	- 110	- 80

Die aus diesen Meßwerten ΔM_n [nm] berechneten Fourierkoeffizienten (Auswerteschema in Abb. 40, S. 93 bzw. Programm 2 in Anhang B) lauten:

m	$B_m \sin m \omega t$	$A_m \cos m \omega t$
0		56,5
1	144,6	- 23,8
2	- 4,3	- 3,3
3	12,2	0,0
4	0,9	9,0
5	- 4,9	2,8

Die mit Hilfe der beiden Verfahren bestimmte Schwingungsform einer einseitig gedämpften, akustisch angeregten Membran ist in Abb. 46 graphisch dargestellt.

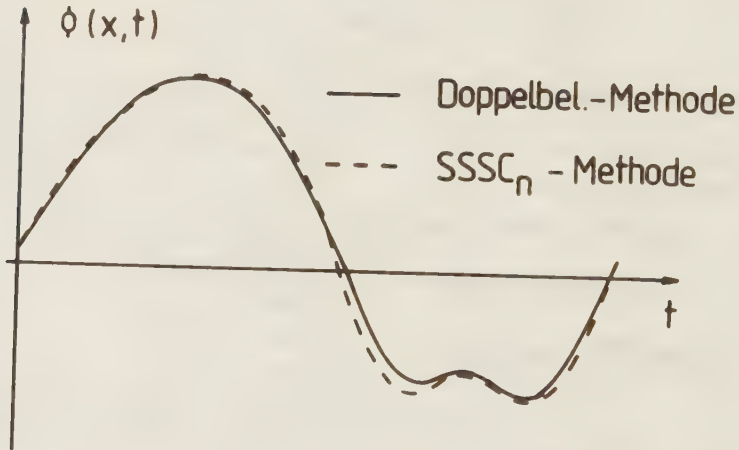


Abb. 46 Ergebnis der Schwingungsform - Messungen an einer unsymmetrisch schwingenden Membran

Das Doppelbelichtungs - Verfahren liefert direkt die absoluten Amplituden der Schwingung und damit auch den Grad der Unsymmetrie bezüglich der Ruhelage. Die Auswertung der $SSSC_n$ - Interferogramme hingegen liefert weder die absoluten Schwingungsamplituden noch den statischen Koeffizienten A_0 (siehe dazu auch S. 35), so daß diese Methode zur Messung unsymmetrischer Schwingungen weniger geeignet ist.

In der Abb. 46 ist zum besseren Vergleich die Amplitude der durch die $SSSC_n$ - Interferogramme gemessenen und durch die entsprechenden Fourierkoeffizienten bestimmten Funktion um den Faktor 1,23 vergrößert eingezeichnet. Zusätzlich wurde sie um 0,25 nm in Richtung der positiven Y - Achse verschoben.

Auf die Grenzen und den Vergleich beider Verfahren wird im Kapitel VI. 4 näher eingegangen.

VI. 4 Vergleich und Grenzen der beiden Verfahren zur Messung der Schwingungsform.

Bei der Schwingungsformmessung mittels $SSSC_n$ - Interferogramme wird die Filterwirkung von time - average Hologrammen - das sind Hologramme, deren Belichtungszeit sehr viel länger ist als die Dauer einer Schwingungsperiode des untersuchten Objektes - ausgenützt, um die einzelnen Frequenzanteile des Objektspektrums und damit die Fourierkoeffizienten der vom Objekt reflektierten Lichtwelle zu messen. Aus diesen optischen Koeffizienten können dann die mechanischen Fourierkoeffizienten der Objektbewegung selbst berechnet werden (siehe Kapitel III. 2. 2, III. 3 und III. 3. 1).

Bei der zweiten beschriebenen Methode zur Messung von Schwingungsformen wird die Objektbewegung "abgetastet", indem zu verschiedenen Zeitpunkten die jeweilige Auslenkung des Objektes relativ zu seiner Ruhelage bzw. relativ zu irgendeiner Bezugslage mittels Doppelbelichtungs - Interferogrammen gemessen wird. Hieraus wird dann die kontinuierliche Objektbewegung bzw. deren Fourierkoeffizienten bestimmt. (Näheres im Kapitel VI. 2).

Aus diesem prinzipiellen Unterschied zwischen beiden Meßverfahren lassen sich leicht die weiteren Unterschiede ableiten:

- 1) Mittels $SSSC_n$ - Interferogrammen lassen sich, der langen Belichtungszeiten wegen, nur interferometrisch stabile Objekte ausmessen, wohingegen mit dem 2. Verfahren und einem entsprechenden Puls - Laser auch unstabile, wie z. B. lebende Objekte gemessen werden können. Und selbst wenn dabei der zu untersuchenden Objektbewegung trotz Impulsbeleuchtung nicht vermeidbare Ganzkörperbewegungen überlagert sind, deren Betrag ein Vielfaches größer als der der Objektbewegung sein kann - z. B. bei Aufnahmen außerhalb des schwingungs isolierten Labors direkt vor Ort oder bei Schwingungsuntersuchungen an einem von Hand gehaltenen Objekt (Bohrmaschine /224/) - lassen sich in der Rekonstruktion die von den Ganzkörperbewegungen her rührenden Anteile im Interferenzstreifenmuster vollständig mit Hilfe der holographischen Sandwich Technik /219 - 222/ eliminieren. Bei diesem von ABRAMSON (1974) /219/ entwickelten Verfahren

werden die beiden zu vergleichenden Objektzustände einer Doppelbelichtungs - Aufnahme jeweils einer eigenen photographischen Platte aufbelichtet. Diese Einzelplatten sind, darin belegten Brötchen ähnlich, bei der Aufnahme und Rekonstruktion zu Plattenpaaren gestapelt, was eine definierte Lage zueinander sicherstellt. In der Rekonstruktion können durch entsprechende Verkipfung, Verkantung und Rotation der beiden Platten zueinander die während der Aufnahme aufgetretenen Ganzkörperbewegungen kompensiert werden.

Da neben Moiré - Techniken, mit denen aber ohne großen Aufwand nur Kippungen kompensiert werden können /223/, auch die Sandwich - Technik mit Hilfe schnell rotierender Plattenpaaren bei Doppelpuls - Aufnahmen angewendet werden kann /224, 225/, läßt sich die Schwingungsformmessung mittels Doppelpuls - Interferogrammen prinzipiell bei allen Objekten anwenden.

- 2) Wie sich mit dem Sampling - Theorem zeigen läßt (siehe S. 90, Punkt 5), hängt die Zahl der zur exakten Messung einer Schwingungsform benötigten Doppelbelichtungs - Interferogramme nicht von der Schwingungsamplitude, sondern nur von der höchsten, im Spektrum der Schwingung vorhandenen Frequenzkomponente ab.

Anders bei der time - average Technik mit frequenzverschobenem Referenzstrahl: Hierbei wird ja nach Gl. 27 und 8, S. 33 die vom Objekt reflektierte Welle $O(\vec{r}, t)$ gemessen:

$$O(\vec{r}, t) = e^{i(M(\vec{r}, t)A)}$$

Diese Funktion läßt sich in eine Potenzreihe entwickeln:

$$e^{i(MA)} = 1 + i(MA) - \frac{(MA)^2}{2!} + \dots$$

Besitzt die Funktion $M(\vec{r}, t)$ eine entsprechend kleine Amplitude $M(\vec{r})$, so kann die Reihenentwicklung nach dem linearen Term abgebrochen werden. Dies bedeutet, wie schon in /32/ festgestellt wurde, daß die zeitlichen Fourierkoeffizienten M_m (S. 33, Gl. 26) kleiner Objektschwingungen im wesentlichen identisch mit den gemessenen Koeffizienten O_n der optischen Welle sind.

Sobald die Amplitude zunimmt, müssen zur genauen Bestimmung der Schwingung auch die höheren Koeffizienten O_n bekannt sein. Dies zeigen 2 einfache Beispiele in /32/, die leicht mit Hilfe der Gl. 30 bzw. des Programms 1 in Anhang B nachgeprüft und variiert

werden können: Beträgt die Amplitude (Ruhelage - Endlage) einer sinusförmigen Schwingung auch nur eine Wellenlänge (d. h. $MA = 12,6$), müssen alle Koeffizienten O_n mit $|n| \leq 13$ gemessen werden, damit aus diesen $SSSC_n$ - Interferogrammen die Amplitude auf 2 % genau, also ohne Berücksichtigung irgendwelcher Meßfehler, bestimmt werden kann*. Es müssen also 27 Intensitäts- und 26 Phasenmessungen durchgeführt werden, was den Aufwand für 12 Doppelbelichtungs - Interferogramme um ein Vielfaches übersteigt. Beträgt die Schwingungsamplitude 100 nm (d. h. $MA = 2$), dann genügen bereits 7 Koeffizienten O_n mit $|n| \leq 3$, um diese Schwingung mit derselben Genauigkeit zu bestimmen.

Wird daher zur Formmessung einer Schwingung, die sich aus Fourier - Komponenten mit verschiedenen Amplituden zusammensetzt, zu wenig $SSSC_n$ - Interferogramme herangezogen, so hängt nach den obigen Beispielen der Fehler bei der Bestimmung der einzelnen Amplituden, unabhängig von einem zusätzlichen Meßfehler, vom jeweiligen Betrag dieser Amplituden ab. Dies bedeutet, daß ein falsches Verhältnis der einzelnen Amplituden der Koeffizienten, und zwar vorwiegend der Koeffizienten mit kleinem Index n , zueinander gemessen und daraus dann u. U. eine völlig falsche Schwingungsform berechnet wird.

Sind hingegen zur Messung von Schwingungsformen mittels der Doppelbelichtungs - Methode zu wenig Interferogramme aufgenommen worden, so werden bei der Auswertung nach Punkt 4, S. 92 in den meisten Fällen nur die entsprechend hohen Frequenzkomponenten der Schwingung nicht erfaßt, was jedoch auf die niederfrequenten Anteile und damit auf die Grundform der Schwingung keinen Einfluß hat.

Nach dem vorhergehenden ist also der Aufwand bei der $SSSC_n$ - Methode stark von der Amplitude der untersuchten Schwingung abhängig und dadurch nur für Schwingungen mit sehr kleiner Amplitude sinnvoll. Da Amplitude und Phase gemessen werden müssen, beträgt die Anzahl A der Meßvorgänge bei der Anzahl $|n|$ der zu messenden

* Ist sichergestellt, daß die zu untersuchende Schwingung sinusförmig ist, wird deren Amplitude natürlich einfach aus einem gewöhnlichen time - average Interferogramm mit Gl. 10, S. 23 bestimmt.

Koeffizienten O_n : $A = 4n + 1$.

Zur Messung der höheren mechanischen Fourierkoeffizienten mittels der Doppelbelichtungs - Methode werden nach dem Abtast - Theorem nur $2n$ Interferogramme und damit Meßvorgänge benötigt.

- 3) Wie schon mehrfach erwähnt wurde (S. 35, S. 100), werden bei der $SSSC_n$ - im Gegensatz zur Doppelbelichtungs - Methode nur relative Intensitäten und damit auch nur relative Amplituden und Phasen gemessen.
- 4) Zur fehlerfreien Messung der relativen Amplituden der einzelnen $SSSC_n$ - Aufnahmen muß eine streng lineare Amplitudenübertragung gewährleistet sein, was z. B. die Verwendung vieler photographischer Entwickler, aber auch die Anfertigung von Phasenhologrammen zur Erhöhung der Beugungswirksamkeit im Gegensatz zu der Doppelbelichtungs - Methode ausschließt.
- 5) Aus einer Serie von Doppelpuls - Interferogrammen läßt sich leicht, wenn es erforderlich ist auch noch nach Jahren, für jeden Punkt des Objektes dessen Bewegungsfunktion bestimmen.

Bei einer Serie von $SSSC_n$ - Interferogrammen hingegen muß nach der gemeinsamen Aufnahme die relative Phase aller interessierender Membranpunkte punktweise in real time gemessen werden (Kapitel VI. 1. 2). Versäumte Messungen lassen sich nur in der Zeitspanne nachholen, in der sich das Untersuchungsobjekt nicht ändert - diese kann für bestimmte Objekte, wie z. B. Geigen /118/ nur wenige Minuten kurz sein - bzw. in der der real time Aufbau unverändert bleibt.

Die Registrierung der Phasen über insgesamt 4 Intensitätsmessungen, die ja nicht unbedingt in real time ausgeführt werden müssen, sondern auch an über beliebig lange Zeitspannen hinweg auswertbaren holographischen Additionsaufnahmen gemacht werden können (S. 35), fordert insgesamt $8n + 1$ Interferogramme (!). $|n|$ gibt dabei den Index der zu messenden optischen Koeffizienten O_n an.

- 6) Die bei der Bestimmung der Abstände ΔM_n an den Doppelbelichtungs - Aufnahmen auftretenden absoluten Fehler wurden teilweise schon be -

schrieben (S. 94). Sie setzen sich zusammen aus:

- a) Fehler bei der Ausmessung der Aufnahmegeometrie, i. e. Fehler bei der Bestimmung des Objektbeleuchtungs- und -beobachtungswinkels φ_1 und φ_2 . Bei der in dieser Arbeit durchgehend verwendeten Aufnahmegeometrie mit senkrechter Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung (siehe Abb. 8, S. 40), ändert sich der geometrische Faktor A (Gl. 9, S. 23) bei einer Änderung der Winkel φ_1 und φ_2 um 5° nur um 0,5 %. Dies bedeutet, daß der Fehler bei einer geschätzten Meßgenauigkeit dieser Winkel von $\pm 2^\circ$ vernachlässigbar klein ist.
- b) Die Genauigkeit, mit der zwischen 2 Interferenzstreifenordnungen interpoliert werden kann, wird auf $\pm \lambda / 14 \approx \pm 45 \text{ nm}$ geschätzt. Auf die mit Hilfe des dual - frequency - Verfahrens erzielbare Verbesserung dieser Meßgenauigkeit um gut das 10 - fache wurde schon hingewiesen. (Siehe dazu S. 94).
- c) Die Genauigkeit, mit der die einzelnen Beleuchtungspulse relativ zum Schwingungszyklus der Membran ausgelöst werden können, läßt sich mit einem entsprechenden Aufwand an Elektronik beliebig klein halten. Mit der in dieser Arbeit verwendeten, relativ einfachen Vorrichtung zur Phasenverschiebung (Anhang A) kann die Lage der Stroboskopblitze auf mindestens $\pm 3^\circ$ genau eingestellt werden (siehe Abb. 18 und 19, S. 54). Der Fehler, der bei der Messung der Schwingungsform dadurch entsteht, hängt stark von der Form der Schwingung selbst ab und ist deshalb kaum quantifizierbar. Wie sich durch Vergleich mehrerer Aufnahmeserien an derselben Schwingung der Abb. 45 ergab, ist jedoch dieser Fehler geringer als die Interpolationsgenauigkeit. Er kann gegebenenfalls durch die Aufnahme mehrerer Meßreihen und Mittelwertbildung beliebig verkleinert werden.

Der absolute Fehler wird daher im Wesentlichen durch den Fehler bei der Interpolation zwischen 2 Interferenzstreifen bedingt. Der relative Fehler hängt von der Amplitude ab, so daß die Methode der stroboskopischen Doppelpuls - Beleuchtung besonders bei der Messung von Schwingungen mit großer Amplitude sehr gute Ergebnisse liefert.

- 7) Die bei der SSSC_n - Methode auftretenden Meßfehler setzen sich zusammen aus:
- a) Fehler bei den Phasenmessungen, die im Wesentlichen durch die willkürlichen, trotz aller Vorsichtsmaßnahmen unvermeidbaren Phasenschwankungen um ca. 7° / min bedingt sind (siehe dazu S. 85, 86).
 - b) Fehler bei den Messungen der relativen Intensitäten bzw. Amplituden. Diese sind hauptsächlich durch folgende zufälligen und systematischen Fehler bedingt, von denen letztere nur unter großem, zusätzlichen Aufwand zu vermeiden wären:
 - α) Nichtlineare Entwicklung
 - β) Änderung der rekonstruierten Intensitäten durch die Schrumpfung der photographischen Schichten.
 - γ) Messung der mittleren Intensität einer endlichen Membranfläche anstatt der Intensität des Punktes, dessen Bewegungsfunktion bestimmt werden soll.
 - c) Meßfehler, die durch Fehler bei der Verschiebung der Laserlichtfrequenz verursacht werden:
 - α) Die Amplitude der Phasenmodulation beträgt nicht genau 2π bzw. 4π (siehe S. 30). Dadurch wird, wie in /97/ untersucht wurde, die Frequenz der in den Modulator einfallenden Lichtwelle in mehrere Seitenbänder verschoben. Dieser Effekt macht sich aber nach /97/, auf die Verhältnisse dieser Arbeit übertragen, erst bei einer Änderung der Modulationsspannung um ± 10 V bemerkbar. Da die Spannung auf mindestens ± 1 V genau eingestellt werden kann, kann dieser Fehler vernachlässigt werden.
 - β) Fehler bei der Einstellung der Modulationsfrequenz. Diese kann, genauso wie die Frequenz des Signals zur Membrananregung mit einem Frequenzmesser (Continental Specialties Corporation, New Haven, Connecticut) auf ± 1 Hz genau gemessen werden. Der dadurch bedingte Meßfehler ist vernachlässigbar klein.

Da mittels der SSSC_n - Methode nur sehr kleine Schwingungen gemessen werden können (Amplitude ≤ 300 nm, siehe Beispiele auf S. 104 oben), ist der durch die im Punkt 7 aufgeführten Einzelfehler bedingte,

gesamte relative Fehler bei dieser Methode hoch. Er läßt sich, wie schon von CUTTER /32/ angegeben wurde, durch die relative Standardabweichung (Variationskoeffizient) ausdrücken. Dazu wird die Standardabweichung der Amplituden der gemessenen Objektbewegung von den Amplituden der wirklichen Objektbewegung, i. e. vom anregenden Signal (Abb. 44) durch das quadratische Mittel der Amplituden dividiert. Die relative Standardabweichung beträgt für die $SSSC_n$ -Messung einer gegebenen Schwingung 15,6 %, für die Doppelpuls-Messung 9,4 %.

Der relativ hohe Meßfehler bei der $SSSC_n$ -Messung, der gleichwohl noch im Bereich der auch von CUTTER mit der Multiplex-Methode /32/ nur erreichten Meßgenauigkeit liegt, könnte zum Teil durch die relativ große Schwingungsamplitude (ca. 100 nm) bedingt sein. Denn nach den Beispielen für sinusförmige Schwingungen auf Seite 104 oben könnte die Anzahl der gemessenen Koeffizienten O_n zur Messung dieser vorgegebenen Schwingung nicht ganz ausgereicht haben.

Bei der zweiten Messung, der Untersuchung einer unbekannten Schwingung, beträgt die relative Standardabweichung der mittels $SSSC_n$ -Interferogrammen gemessenen Schwingung von der Schwingung, die mittels Doppelbelichtungs-Interferogrammen bestimmt wurde, wiederum bezogen auf das quadratische Mittel der Amplituden 5,9 %.

Wie die Ergebnisse zeigen, lassen sich, im Rahmen der in diesem Abschnitt aufgeführten Einschränkungen, mit beiden Methoden die Form von Schwingungen gut messen. Dabei ist die auf $SSSC_n$ -Interferogramme basierende Methode auf die Messung von Schwingungen mit sehr kleiner Amplitude beschränkt, kann bei solchen Schwingungen jedoch gut mit der Doppelbelichtungs-Methode konkurrieren.

Im Unterschied zum letztgenannten Verfahren ist mit Hilfe von $SSSC_n$ -Interferogrammen möglich, auch eine nicht-harmonische Frequenzanalyse von Objektschwingungen durchzuführen. Wie /31/ und /32/ theoretisch zeigten, müßte es außerdem mit dieser Methode möglich sein eine Intensitätsverteilung im rekonstruierten Bild zu erzeugen, die eine Funktion der Geschwindigkeit oder Beschleunigung und nicht nur der Amplitude der Objektbewegung ist. Die experimentelle Realisierung und besonders die Anwendung dieses Vorschlags bieten

noch ein weites Arbeitsfeld.

Eine Anwendung dieser $SSSC_n$ - Methode zur in vivo Schwingungsuntersuchung der menschlichen Trommelfellmembran ist jedoch, wie schon mehrfach erwähnt wurde (siehe z. B. S. 9), prinzipiell nicht möglich. Denn die Belichtungszeit für solche Aufnahmen muß nach /57/, unabhängig von der zur Verfügung stehenden Laserleistung, mindestens $50/f$ betragen (f : Schwingungsfrequenz des Untersuchungsobjektes), da ja nach Gl. 25, S. 32 die zur Messung der optischen Fourierkoeffizienten benötigte zeitliche Filterwirkung der $SSSC_n$ - Hologramme von der Belichtungszeit abhängt (siehe Kapitel III. 2. 2). Neben diesen langen Belichtungszeiten verhindern vor allem die sehr zeitaufwendigen Messungen der relativen Phasen der einzelnen optischen Fourierkoeffizienten (Kapitel III. 3. 1, S. 35 bzw. VI. 1. 2, S. 82) jegliche Anwendung dieser Methode auf interferometrisch instabile Objekte.

Wie VON BALLY /13, 14/ und andere /15, 16, 17/ zeigten, lassen sich bei entsprechend kurzer Doppelpuls - Beleuchtung auch in vivo gute Interferogramme vom menschlichen Trommelfell erzielen. Damit ist prinzipiell auch die in dieser Arbeit entwickelte Messung der Schwingungsform mit einer Sampling - Serie von solchen Doppelpuls - Interferogrammen möglich.

Der zeitliche Abstand zwischen 2 zusammengehörenden Pulsen beträgt dabei maximal $1/2f$, wenn f die Schwingungsfrequenz des Trommelfells ist. Dies bedeutet, daß zumindest bei hohen Frequenzen die bei der Aufnahme lebender Objekte nicht gänzlich vermeidbaren, durch die unwillkürliche Motorik bedingten Ganzkörperbewegungen keinen störenden Einfluß auf das Interferogramm haben dürften. Sollten entgegen den bisher gemachten experimentellen Erfahrungen z. B. bei der Untersuchung älterer Menschen solche unerwünschten Bewegungen doch auftreten, kann deren Einfluß auf das resultierende Interferenzstreifenmuster mit Hilfe der Doppelpuls - Sandwich - Methode /224/, /225/ (siehe S. 101 f) vollständig eliminiert werden.

Ein etwaiger störender Einfluß des Pulsschlages läßt sich bei einer entsprechenden Triggerung der Doppelpulse durch das EKG bzw. PKG (Elektro - bzw. Phonokardiogramm) der Untersuchungsperson weitgehend vermeiden. Eine solche Triggerung wurde schon von /226/ und

/227/ bei der holographisch - interferometrischen Untersuchung der menschlichen Brustwand zur direkten Darstellung des Herzspitzenstoßes angewendet.

In Verbindung mit diesen Methoden steht einer klinischen Erprobung und Anwendung der Sampling - Pulsholographie zur Untersuchung des Schwingungsverhaltens menschlicher Trommelfelle nichts grundlegendes mehr im Wege.

Es ist zu erwarten, daß mit Hilfe der in dieser Arbeit beschriebenen nicht - invasiven, absolut unschädlichen, ambulant durchführbaren holographischen Schwingungsanalyse auch kleine Änderungen im Schwingungsverhalten des Trommelfells gemessen und damit die diesen Änderungen zugrunde liegenden, pathologischen Prozesse frühzeitig diagnostiziert werden können.

ANHANG A

Beschreibung der für diese Arbeit entwickelten Geräte
(Siehe dazu auch Kapitel V. 1)

1) Phasengezogter Rechteckgenerator

Die Grundbausteine dieses Rechteckgenerators sind 3 monostabile Multivibratoren mit Schmitt - Trigger - Eingang des Typs SN 74121 N. Deren Versorgungsspannung von $5 \pm 0,25$ V wird von einem Spannungsregler des Typs LM 309 K für Spannungen zwischen 9 V und 20 V sichergestellt.

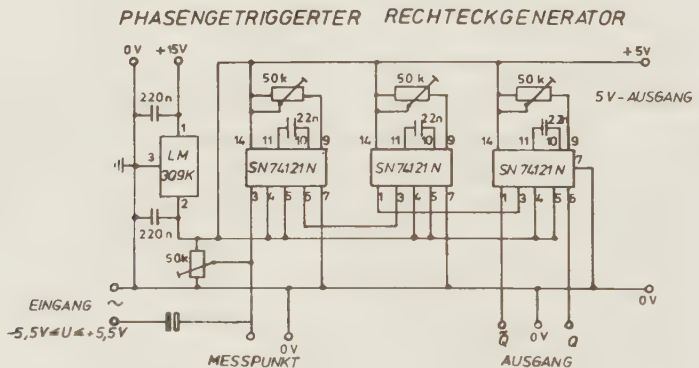


Abb. 47

Das Eingangssignal, dessen Scheitelspannung maximal 3,5 V betragen darf, kann mit Hilfe eines 50 k - Potentiometers um maximal + 5 V verschoben werden. Dadurch wird in jedem Fall erreicht, daß die maximal zulässige, negative Eingangsspannung von - 1,5 V nicht unterschritten wird. Das verschobene Signal wird auf den Eingang 3 des ersten IC's gegeben. Beim Übergang von Spannung auf das Erdpotential wird am Ausgang 5 ein Impuls abgegeben. Dessen Impulsbreite ist durch den Widerstand des zwischen der positiven Versorgung (14) und Punkt 9 geschalteten Potentiometers sowie durch die Kapazität des zwischen den Anschlüssen 10 und 11 geschalteten Potentiometers

in einem bestimmten Bereich variierbar. Der Ausgang des ersten Monoflops wird mit dem Eingang des zweiten, dessen Ausgang mit dem Eingang des dritten verbunden. Am normalen bzw. invertierten Ausgang Q bzw. $\bar{Q}$ des dritten IC's erhält man nun Rechteckimpulse, die von dem am Eingang anliegenden Signal getriggert werden. Die Impulsbreite wird mit dem Potentiometer R_3 , die Phasenlage des Ausgangsimpulses relativ zum Eingangssignal mit R_1 eingestellt. Denn durch die Abfallflanke des Rechteckimpulses vom Ausgang des Monoflop 1 werden ja die Monoflops 2 und 3 gesteuert, so daß eine Änderung der Impulsbreite von 1 die Lage des Taktimpulses verändert. Mit Hilfe von Monoflop 2 kann die Breite des von 1 ausgehenden Impulses so vergrößert werden, daß nur noch bei jeder zweiten Periode des Eingangssignals ein Rechteckimpuls am Ausgang abgegeben wird (Abb. 48). Dies wurde für elektro - optische Schalter vorgesehen, deren maximale Schaltfrequenz niedriger als die Frequenz des Steuerungssignals ist.

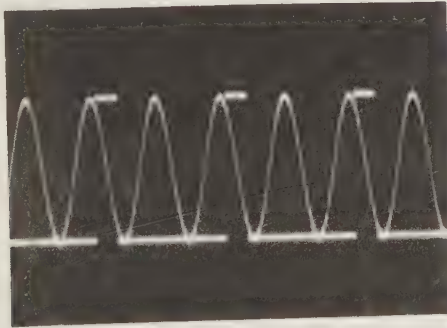


Abb. 48

Sinusförmiges Eingangssignal mit dazu frequenzuntersetzten, phasenkonstanten Rechteckimpulsen zur Steuerung der Pockelszelle

Die phasengetriggerten Rechteckimpulse werden direkt auf den Pockelszellen - Hochspannungsverstärker gegeben. Die Wirkungsweise des beschriebenen Geräts wurde schon mit den Abb. 18, 19, 20, S. 54, 55 demonstriert.

2) 250 kHz - Spannungs - und Leistungsverstärker zur Steuerung eines Piezokristalls

Zur hochfrequenten Modulation der Ausdehnung eines Piezokristalls wird ein entsprechendes Signal variabler Spannung (20 bis 100 V) und großer Leistung (kurzzeitig 250 W) benötigt. Diese Forderungen werden von dem Verstärker der Abb. 49 erfüllt.

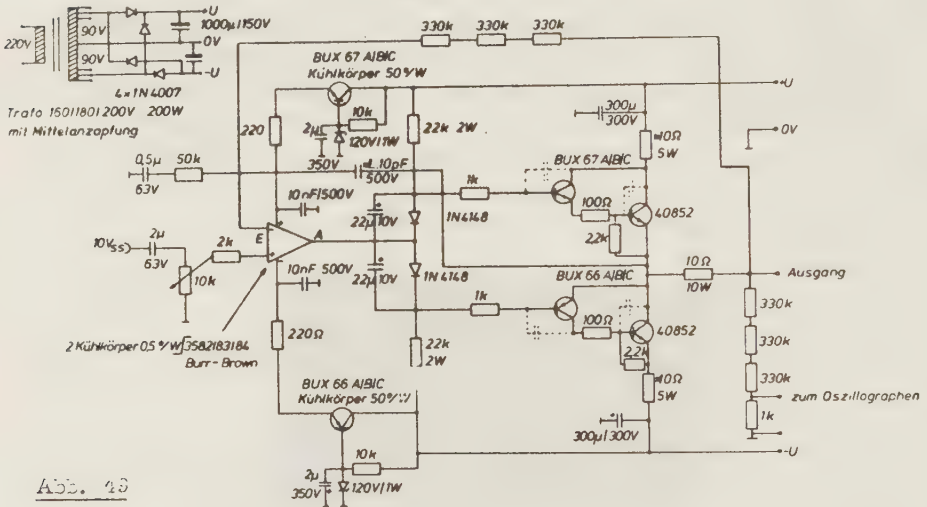


Abb. 49

Kernstück ist ein schneller Leistungs - Operationsverstärker, Typ 3584 der Firma Burr Brown. Seine Versorgungsspannung, die durch Zener - Dioden und nachgeschaltetem Emitterfolger (BUX 66 / 67) stabilisiert ist, beträgt ± 90 V.

Der Verstärkungsfaktor wurde auf konstant das 20 -fache des Eingangssignals beschränkt, um eine möglichst große Bandbreite zu gewinnen (Vollastfrequenz bei Verstärkungsfaktor 100: 135 kHz). Die Ausgangsspannung wird demnach über die Regelung der Eingangsspannung (mittels eines 10 kHz · 10 - Gang Potentiometer) kontrolliert.

Die Stromverstärkung des Signals am Ausgang des OP s (15 mA bei ± 90 V) erfolgt durch die quasikomplementäre Darlington - Schaltung (Transistor - Typen: BUX 66 und 67 sowie 40852), deren Kollektor -

strom bis 6 A betragen kann. Zur Verhinderung von Übernahmeverzerrungen dieser Transistoren wird eine kleine Vorspannung mit Hilfe der beiden Dioden vom Typ 1N 4148 erzeugt.

Parallel zum Signalausgang liegt ein Monitorausgang, dessen Ausgangsspannung 1 : 1000 untersetzt ist.

3) Extern programmierbarer Frequenzteiler

Die Triggerung des Funktionengenerators der Firma Wavetek, Typ 186 phase lock erfolgt nur einwandfrei, wenn die Triggerfrequenz gleich der Frequenz der vom Generator gelieferten Schwingung ist. Da die Frequenzen der Sägezahnsignale zur Erzeugung der entsprechenden optischen Frequenzverschiebungen ganzzahlige Vielfache der Generatorfrequenz sind, müssen diese Signale mit dem Frequenzteiler der Abb. 50 frequenzuntersetzt werden (siehe dazu S. 57).

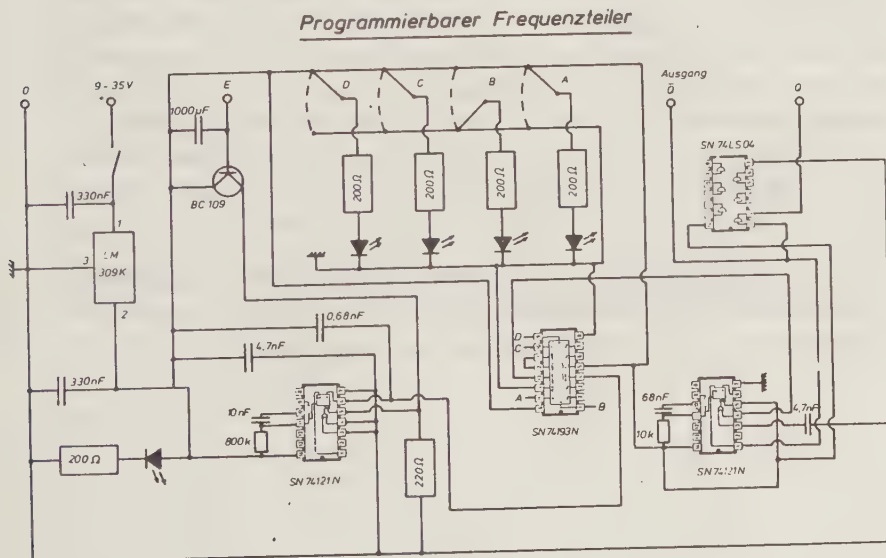


Abb. 50

Das in seiner Frequenz zu untersetzende Eingangssignal (z. B. Sägezahnsignal) wird über einen rauscharmen Vorstufentransistor (z. B. BC 109) verstärkt und auf den B - Eingang eines monostabilen Multivibrators mit Schmitt - Trigger - Eingang (SN 74 121 N) gelegt. Dieser gibt mit derselben Frequenz vom Ausgang Q ein Rechteck - Signal an den Eingang 4 (count - down Eingang) des "synchronous 4 - Bit up/down counter" SN 74 193 ab. Bei jeder positiven Anstiegsflanke vermindert der Zähler einen vorgegebenen Zählerstand um eine Einheit, bis der Zählerstand 0 beträgt. Ist das der Fall, wird am Ausgang 13 ein Rechteckimpuls ausgelöst und der Zählerstand wieder auf den vorgegebenen Anfangswert gesetzt. Dessen Programmierung erfolgt extern im Binärkode mit Hilfe der 4 Schalter A - D, wodurch die entsprechenden Dateneingänge A - D des Zählers geerdet bzw. an die Versorgungsspannung gelegt werden. Die eingestellte Zahl kann an den Leuchtdioden abgelesen werden. In der Abb. 50 ist demnach die Zahl 13 eingestellt.

Der jedesmal beim Zählerstand 0 ausgelöste Rechteckimpuls dauert, unabhängig von der Frequenz des Eingangssignals, ca. 50 ns. Da damit der Phase - Lock - Generator nicht getriggert werden kann, wird dieser Impuls auf den Eingang 4 eines Multivibrators (SN 74 121 N) gelegt. Das an dessen Ausgang 1 zur Verfügung stehende Rechtecksignal besitzt dieselbe Frequenz wie der Eingangs- bzw. Zählimpuls, ist jedoch, bei entsprechender Kapazität und Widerstand zwischen den Anschlüssen 10, 11 und 14 symmetrisch (Abb. 21 und 23, S. 58). Damit sind alle auf S. 57 aufgezählten Bedingungen für eine einwandfreie Triggerung erfüllt.

Mit diesem Gerät ist, bedingt durch den 4 - Bit Zähler, eine maximal 16 - fache Frequenzunterteilung möglich. Durch Hintereinanderschaltung entsprechend vieler Zählbausteine können Geräte mit prinzipiell beliebiger Frequenzunterteilung gebaut werden.

ANHANG B

Rechenprogramme zur Berechnung der mechanischen
Fourierkoeffizienten aus den gemessenen Werten

Die Rechenprogramme wurden bewußt in Basic geschrieben, damit die Auswertungen auch mit kleinen Tischrechnern durchgeführt werden können.

PROGRAMM 1: $SSSC_n$ - Methode

Diesem Programm liegt der Algorithmus der Gl. 32, S. 35 zugrunde.

Eingabe sind folgende Meßwerte:

- 1) Anzahl n der gemessenen optischen Koeffizienten O_n .
- 2) Gemessener Amplitudenbetrag in willkürlichen Einheiten.
- 3) Gemessene Phase in Grad

Eingabe 2 und 3 sind nacheinander für alle n Meßwerte einzugeben.

PROGRAMM 2: Doppelbelichtungs - Methode

Dieses Programm ersetzt das Auswerteschema der Abb. 40, S. 91.

Eingabe sind die gemessenen 12 Sampling - Werte.

Bezüglich der Ruhelage unterschiedliche Schwingungsrichtungen müssen dabei durch zueinander umgekehrte Vorzeichen gekennzeichnet sein.

```

10 REM  BERECHNUNG DER ERSTEN 5 FOURIERKOEFFIZIENTEN  A(I),B(I)
20 REM  EINER BELIEBIGEN SCHWINGUNG ALS SSSC = INTERFEROGRAMMEN
25 REM  MIT PHASENMODULIERTEM REFERENZSTRAHL
30 REM  U(N) SIND DIE GEMESSENEN ( INTENSITAETEN ) **1/2
40 REM  F(N) SIND DIE GEMESSENEN PHASEN
50 REM  N GIBT DIE ANZAHL DER MESSWERTE AN
55 BASE 0
60 DIM U(40),F(40),A(10),R(20),I(20)
70 PRINT " ANZAHL DER MESSWERTE N "
80 INPUT X
90 LET X = INT(X/2)
95 LET Y = X
100 FOR W = (-X)+Y TO X+Y STEP 1
110 PRINT "U(N),F(N) = "
120 INPUT U(W),F(W)
130 NEXT W
140 LET P = 4 * ATN(1.)
150 FOR M = 1 TO 11
160 LET R(M) = 0
170 LET I(M) = 0
180 FOR N = (-X)+Y TO X+Y STEP 1
190 IF N-M < -6 THEN 240
200 LET G = P/180
210 IF M = 6 GOTO 270
220 LET R(M) = R(M)+(-1/(M-6))*(N-Y)*L(N)*U(N-M+6)*COS((F(N)-F(N-M+6))*G)
230 LET I(M) = I(M)+(-1/(M-6))*(N-Y)*L(N)*U(N-M+6)*SIN((F(N)-F(N-M+6))*G)
240 NEXT N
270 NEXT M
275 PRINT " DIE FOURIERKOEFFIZIENTEN DER SCHWINGUNG LAUTEN : "
276 PRINT " "
277 PRINT " "
280 FOR Z = 1 TO 5 STEP 1
290 LET B(Z) = R(6-Z) + (-R(6+Z))
300 LET A(Z) = (-I(6-Z)) + (-I(6+Z))
310 PRINT USING 320,B(Z),A(Z)
320 : ##.### B(M)    ##.### A(M)
330 NEXT Z
340 FOR Z = 0 TO 5
345 IF Z = 0 GOTO 449
350 LET C(Z) = SQR(B(Z)^2 + A(Z)^2)
360 LET D(Z) = ATN(A(Z)/C(Z))
370 LET D(Z) = D(Z)*(180/P)
375 LET H(1) = D(1)
380 NEXT Z
390 FOR Z = 1 TO 5
400 LET D(Z) = D(Z) - Z*H(1)
410 PRINT USING 420,C(Z),D(Z)
420 : ##.### B(M)    ##.### D(M)  IN GRAD
430 NEXT Z
440 GOTO 480
449 PRINT " "
450 PRINT " "
451 PRINT " DARSTELLUNG DER FOURIERREIHE IN DER FORM : "
460 PRINT " PHI(X+T) = B1(X)*SINH T + B2(X)*SIN(2*H+D) + ... "
465 PRINT " "
470 GOTO 380
480 END
14.27.03.UCLP, KON3CC3, G.200KLAS.

```

PROGRAMM 2:

```

1 REM PROGRAMM ZUM BERECHNUNG DER ERSTEN 6 FOURIERKOEFFIZIENTEN
2 REM DIE SCHWINGUNGSAUPLITUDE Y(I) DER PERIODE WIRD AN 12
3 REM AEQUIDISTANTEN PUNKTEN DES SCHWINGUNGSZYKLUS GEMESSEN
7 BASE 0
8 DIM Y(12),S(6),D(6),R(3),T(3),E(3),G(3),A(7),B(7)
10 FOR I = 0 TO 11
20 PRINT " Y(I) = "
21 INPUT Y(I)
30 NEXT I
40 LET S(0) = Y(0)
50 LET S(6) = Y(6)
60 FOR M = 1 TO 5
70 LET S(M) = Y(M) + Y(12-M)
80 LET D(M) = Y(M) - Y(12-M)
90 NEXT M
100 LET R(3) = S(3)
110 FOR X = 0 TO 2
120 LET R(X) = S(X) + S(6-X)
130 LET T(X) = S(X) - S(6-X)
140 NEXT X
145 LET E(3) = D(3)
150 FOR W = 1 TO 2
160 LET E(W) = D(W) + D(6-W)
170 LET G(W) = D(W) - D(6-W)
180 NEXT W
190 LET A(0) = 1/12 * (R(0) + R(2) + R(4) + R(6))
200 LET A(6) = 1/6 * ((R(0)+R(2)) - (E(1)+E(3)))
210 LET A(1) = 1/6 * (T(0) + 0.5*T(2) + 0.866*T(4))
220 LET A(5) = 1/6 * (T(0) + 0.5*T(2) - 0.866*T(4))
229 PRINT " "
230 LET A(2) = 1/6 * ((R(0)-0.5*R(2))+((-R(3))+0.5*R(1)))
231 PRINT " "
250 LET A(4) = 1/6 * ((R(0)-0.5*R(2))-((-R(3))+0.5*R(1)))
270 LET A(3) = 1/6 * (T(0) - T(2))
280 LET B(1) = 1/6 * (E(3) + 0.5*E(1) + 0.866*E(2))
290 LET B(5) = 1/6 * (E(3) + 0.5*E(1) - 0.866*E(2))
300 LET B(2) = 1/6 * (0.866*G(1) + 0.866*G(2))
310 LET B(4) = 1/6 * (0.866*G(1) - 0.866*G(2))
320 LET B(3) = 1/6 * (E(1) - E(3))
330 PRINT " DIE FOURIERENTWICKLUNG DER SCHWINGUNG LAUTET:"
331 PRINT " "
340 PRINT USING " A(0) = ##.### ", A(0)
350 PRINT USING 500,B(1),A(1)
360 PRINT USING 510,B(2),A(2)
370 PRINT USING 520,B(3),A(3)
380 PRINT USING 530,B(4),A(4)
390 PRINT USING 540,B(5),A(5)
400 PRINT USING 550,B(6)
500 :##.#### SIN*1      ##.### COS*1
510 :##.#### SIN*2*1    ##.### COS*2
520 :##.#### SIN*3*1    ##.### COS*3
530 :##.#### SIN*4*1    ##.### COS*4
540 :##.#### SIN*5*1    ##.### COS*5
550 :                    ##.### COS*6
560 END
22.09.17.LCLP, KUNSCDS, 0.2 LKLS.

```

ANHANG C

1) Erweiterter Beweis des von DALLAS und LOHMANN (1975) /31/ aufgestellten Zusammenhangs zwischen den Fourierkoeffizienten M_n einer Objektschwingung $M(\vec{r}, t)$ und den Koeffizienten $O_n(\vec{r})$ der von diesem Objekt reflektierten Lichtwelle $O(\vec{r}, t)$ (in Anlehnung an CUTTER (1976) /32/):

$$O(\vec{r}, t) = o(\vec{r}) e^{iM(\vec{r}, t) A} \quad (\text{Gl. 9})$$

$$\frac{\delta O(\vec{r}, t)}{\delta t} = o(\vec{r}) i A \frac{\delta M}{\delta t} e^{iMA}$$

$$\begin{aligned} O^*(\vec{r}, t) \frac{\delta O(\vec{r}, t)}{\delta t} &= o^*(\vec{r}) e^{-iMA} o(\vec{r}) i A \frac{\delta M}{\delta t} e^{iMA} = \\ &= |o(\vec{r})|^2 i A \frac{\delta M(\vec{r}, t)}{\delta t} \end{aligned} \quad (\text{A})$$

$M(\vec{r}, t)$ sowie $O(\vec{r}, t)$ werden in eine Fourierreihe entwickelt:

$$M(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M_n(\vec{r}) e^{in\omega t} \quad (\text{Gl. 27})$$

$$O(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} O_n(\vec{r}) e^{in\omega t} \quad (\text{Gl. 28})$$

Mit Gl. 28 wird die linke Seite der Gl. A in eine Fourierreihe entwickelt:

$$\begin{aligned} O^*(\vec{r}, t) \frac{\delta O(\vec{r}, t)}{\delta t} &= \sum_j O_j^* e^{-ij\omega t} \sum_n in\omega O_n e^{in\omega t} = \\ &= \sum_n \sum_j in\omega O_n(\vec{r}) O_j^*(\vec{r}) e^{i(n-j)\omega t} = \dots \text{ mit} \\ (n-j) = m \dots &= \sum_m \sum_n in\omega O_n(\vec{r}) O_{n-m}^*(\vec{r}) e^{im\omega t} \end{aligned} \quad (\text{B})$$

Mit Gl. 27 gilt:

$$i \frac{\delta M(\vec{r}, t)}{\delta t} = i \sum_{n=-\infty}^{\infty} in\omega M_n(\vec{r}) e^{in\omega t} \quad (\text{C})$$

Mit (A), (B) und (C) gilt:

$$\begin{aligned} O^* \frac{\delta O}{\delta t} &= \sum_m \sum_n i n \omega O_n O_{n-m}^* e^{i m \omega t} \stackrel{(A)}{=} |o(\vec{r})|^2 A i \frac{\delta M}{\delta t} \stackrel{(C)}{=} \\ &\stackrel{(C)}{=} |o(\vec{r})|^2 A i \sum_m i m \omega M_m e^{i m \omega t} \end{aligned}$$

Koeffizientenvergleich liefert:

$$\underbrace{|o(r)|^2 A}_{=: 1/C} M_m(\vec{r}) = - \frac{i}{m} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n O_n O_{n-m}^* \quad (30)$$

Dies ist der Algorithmus auf S. 34, Gl. 30.

2) Sinusförmige Phasenmodulation

Die komplexe Amplitude $O(\vec{r}, t)$ der von einer sinusförmig schwingenden Membran reflektierten Welle lautet nach Gl. 8 und 9, S. 23:

$$O(\vec{r}, t) = o(\vec{r}) \exp \left\{ i A M(\vec{r}) \cos(\omega t + \Psi(\vec{r})) \right\} \quad (8a)$$

Die normierte, komplexe Amplitude der sinusförmig phasenmodulierten Referenzwelle lautet:

$$R(\vec{r}, t) = \exp \left\{ i A_r M_r \cos(\omega t + \Psi_r) \right\} \quad (8b)$$

mit $M(\vec{r})$: Amplitude der mechanischen Schwingung;

M_r : Amplitude der Referenzstrahlmodulation;

A, A_r : Geometrische Faktoren, die die Geometrie des Objekt- bzw. Referenzstrahls sowie die Wellenlänge berücksichtigen (siehe Gl. 9);

$\Psi(\vec{r}), \Psi_r$: Phasen des Objekt- bzw. Referenzstrahls.

Analog zu Gl. 10, S. 23 folgt mit Gl. 8a und 8b für die zeitlich gemittelte Amplitude $B(\vec{r})$ der Rekonstruktion:

$$\begin{aligned}
B(\vec{r}) &= \frac{1}{T} o(\vec{r}) \int_0^T \exp \left[i A M(\vec{r}) \cos(\omega t + \psi(\vec{r})) - \right. \\
&\quad \left. - i A_r M_r \cos(\omega t + \psi_r) \right] dt = \\
&= \dots \text{ nach /21/ und /99/ durch Vektoraddition } \dots = \\
&= \frac{1}{T} o(\vec{r}) \int_0^T \exp \left[i \left\{ A^2 M^2(\vec{r}) + A_r^2 M_r^2 - \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - 2 A A_r M(\vec{r}) M_r \cos(\psi(\vec{r}) - \psi_r) \right\}^{1/2} \right] dt = \\
&= o(\vec{r}) J_0 \left(A^2 M^2(\vec{r}) + A_r^2 M_r^2 - 2 A A_r M(\vec{r}) M_r \cos \varphi(\vec{r}) \right)^{1/2}
\end{aligned}$$

mit $\varphi(\vec{r}) = \psi(\vec{r}) - \psi_r$

$$I_B(\vec{r}) = I_B'(\vec{r}) J_0^2 \left(A^2 M^2(\vec{r}) + A_r^2 M_r^2 - 2 A A_r M(\vec{r}) M_r \cos \varphi(\vec{r}) \right)^{1/2}$$

In Abb. 30, S. 65 sind die Graphen dieser Funktion für bestimmte Werte von φ und für die Modulationsamplitude $A_r M_r = 2,405$ dargestellt.

Zusammenfassung

Störungen in der Schallübertragungskette des menschlichen Gehörs werden einen spezifischen Einfluß auf das Schwingungsverhalten des Trommelfells haben. Verfahren, mittels derer diese Schwingungsänderungen in Amplitude und Form gemessen werden können, könnten eine bis heute fehlende, nicht - invasive Differentialdiagnose der Ursachen dieser Schalleitungsschwerhörigkeit ermöglichen.

In dieser Arbeit wird theoretisch und experimentell an einem maßstabsgetreuen Ohrmodell gezeigt, daß mit Methoden der holographischen Interferometrie auch an so kleinen, unzugänglichen Objekten wie dem menschlichen Trommelfell Schwingungsuntersuchungen mit hoher Ortsauflösung durchgeführt werden können.

Menschliche Trommelfelle schwingen bei Anregung mit physiologischen Schallpegeln mit Amplituden, die unterhalb der Nachweisgrenze der üblichen Methoden der holographischen Interferometrie liegen. Durch zeitliche Amplituden- bzw. Phasenmodulation des Objekt- und / oder Referenzstrahls läßt sich die Meß- und Nachweissensempfindlichkeit für kleine Deformationen bzw. Schwingungen beträchtlich steigern.

Es wird untersucht, welches dieser Verfahren das empfindlichste ist und sich am besten zur Untersuchung kleinster Trommelfellschwingungen eignet. Die Schwierigkeiten und Fehler, die bei der Messung kleiner Amplituden (≤ 50 nm) auftreten können, werden diskutiert.

Mit allen bekannten Verfahren der holographischen Interferometrie, einschließlich der mit moduliertem Laserlicht, werden nur zeitlich gemittelte Amplituden bzw. die Änderung zwischen 2 oder mehreren holographisch gespeicherten Objektzuständen gemessen. Die Form höherfrequenter Schwingungen mußte immer als bekannt, meist als sinusförmig vorausgesetzt werden.

In dieser Arbeit werden theoretisch und experimentell zwei prinzipiell verschiedene Verfahren zur Messung der zeitlichen Fourierkoeffizienten jeder periodischen Bewegung von beliebigen,

3 - dimensionalen Objekten mit rauher, diffus reflektierender Oberfläche entwickelt und vorgestellt.

Das erste Verfahren nützt die zeitliche Filterwirkung von time - average Hologrammen aus, um mittels einer schrittweisen Verschiebung der Frequenz des Referenzstrahls die einzelnen Frequenzanteile des Objektspektrums und damit die Fourierkoeffizienten der vom Objekt reflektierten Lichtwelle zu messen. Aus dieser gemessenen, zeitlichen Fourierreihe der Objektwelle können die Fourierkoeffizienten der mechanischen Objektschwingung, die durch Doppler - Verschiebung das Frequenzspektrum der Objektwelle erzeugt hat, berechnet werden.

Die definierte Frequenzverschiebung bis 24 kHz wird dabei mit Hilfe der optical serrodyning technique, i. e. durch sägezahnförmige Phasenmodulation des Referenzstrahls mit bestimmter Amplitude und Frequenz, erzeugt.

Das zweite Verfahren zur Schwingungsformmessung basiert auf dem Sampling - Theorem, wonach zur beliebig genauen Beschreibung bandbegrenzter, analoger Signale nur deren Funktionswerte an endlich vielen, äquidistanten Zeitpunkten bekannt sein müssen.

Die jeweiligen Auslenkungen einer Membran zu bestimmten Zeitpunkten bezüglich einer Vergleichslage (im allg. die Ruhelage) werden mittels Doppelbelichtungs - Aufnahmen gemessen. Aus 12 dieser "Sampling - Interferogramme" können die ersten sechs zeitlichen Fourierkoeffizienten jeder mechanischen Schwingung berechnet werden.

Von einer a - priori bekannten und einer unbekannten Schwingung werden mit beiden Verfahren die Fourierkoeffizienten bestimmt. Die Ergebnisse zeigen, daß sich besonders die Methode der "Sampling - Interferogramme" zur berührungslosen Messung beliebiger Schwingungen eignet. Die Fehler, Grenzen und Verbesserungsmöglichkeiten beider Verfahren, besonders hinsichtlich einer in vivo Anwendung am menschlichen Trommelfell, werden diskutiert.

- /1/ KHANNA, S. M. ; TONNDORF, J. : Tympanic membrane vibrations in cats, studied by time - average holography
J. Acoust. Soc. Am. 51 (1972) 1904 - 1920
- /2/ TONNDORF, J. ; KHANNA, S. M. : Tympanic - membrane vibrations in human cadaver ears, studied by time - average holography. J. Acoust. Soc. Am. 52 (1972) 1221 - 1233
- /3/ TONNDORF, J. ; KHANNA, S. M. ; GREENFIELD, E. C. :
The function of reconstructed tympanic membranes in cats.
Ann. Otol. 80 (1971) 861 - 870
- /4/ DANCER, A. L. ; FRANKE, R. B. ; MASSARD, P. :
Niveau lésionnel du bang sonique sur l'appareil auditif du cobaye. Rev. Med. Vet. 125, n° 10, (1974) 1259 - 1272
- /5/ DANCER, A. L. ; FRANKE, R. B. ; PFEIFER, H. J. :
Études des déplacements du tympan par interférométrie laser, chez le cobaye exposé à des sollicitations acoustiques diverses: sons purs, ondes en N, ondes de choc, etc. .
Rev. d'Acoust. 32 (1975) 47 - 53
- /6/ DANCER, A. L. ; FRANKE, R. ; SMIGIELSKY, P. ; ALBE, F. ; FAGOT, H. : Holographic interferometry applied to the investigation of tympanic - membrane displacements in guinea pig ears subjected to acoustic impulses.
J. Acoust. Soc. Am. 58 (1975) 223 - 228
- /7/ DANCER, A. L. : Holographic interferometry applied to the investigation of tympanic - membrane displacements in guinea pig ears subjected to acoustic impulses.
Symp. 1976, SFB 88, Arbeitstagung Holographie in der Medizin, Münster (1976) 229 - 237
- /8/ SMIGIELSKI, P. ; ALBE, F. ; FAGOT, H. ; DANCER, H. ; FRANKE, R. : Application de l'interférométrie holographique à l'étude des déformations du tympan du cobaye sous l'effet de bruits de durée brève. Nouv. Rev. Optique 6 (1975) 49 - 54
- /9/ FRITZE, W. ; BURIAN, K. ; SCHWOMMA, O. :
Holographische Untersuchung des Trommelfells. Proc. Symp. 1976, SFB 88, Arbeitstagung Holographie in der Medizin, Münster (1976) 239 - 246
- /10/ VON BALLY, G. : Holographic analysis of tympanic membrane vibrations in human temporal bone preparations using a double-pulse ruby laser system. Proc. Int. Conf. Appl. Hol. and Opt. Data Process., Pergamon Press (1977). Ed.: Marom

- /11/ VON BALLY, G. ; SIEGER, C. ; RÖHLER, R. :
Grundlagenuntersuchungen zur klinischen Anwendung der
holographischen Schwingungsanalyse des menschlichen Trom-
melfells. *Laser und Elektrooptik* 2 (1977) 32 - 41
- /12/ SIEGER, C. : Modellversuche zur Schwingungsanalyse mensch-
licher Trommelfellmembrane. *Proc. Symp. 1976, SFB 88,*
Arbeitstagung Holographie in der Medizin, Münster 257 - 261
- /13/ VON BALLY, G. : Holographische Schwingungsanalyse des Trom-
melfells. *Laryngol. Otol. Rhinol.* 57 (1978) 444 - 451
- /14/ VON BALLY, G. : Otological investigations in living man using
holographic interferometry. *Holography in Medicine and*
Biology, Springer Series in Optical Sciences (1979) 198 - 205
- /15/ FRITZE, W. ; KREITLOW, H. ; RINGER, K. :
Untersuchungen zur holographischen Schwingungsanalyse des
Trommelfells am lebenden Menschen. *Proc. der Frühjahrs-*
schule 78, *Holographische Interferometrie in Technik und*
Medizin, Hannover, 4. - 7. April 1978, 13 S.
- /16/ FRITZE, W. ; KREITLOW, H. ; WINTER, K. : On holographic
interferometric investigations of the membrana tympani
(living man). *Holography in Medicine and Biology, Springer*
Series in Optical Sciences, Band 18 (1979), Ed.: Von Bally
- /17/ LØKBERG, O. J. ; HØGMOEN, K. ; HOLJE, O. M. :
Vibration measurement on the human ear drum in vivo.
Appl. Opt. 18 (1979) 763 - 765
- /18/ VON BEKESY, G. : Über die Messung der Schwingungsamplitude
der Gehörknöchelchen mittels einer kapazitiven Sonde.
Akust. Z. 6 (1941) 1 - 16
- /19/ ALEKSOFF, C. C. : Temporally modulated holography.
Appl. Opt. 10 (1971) 1329 - 1341
- /20/ POLITCH, J. : Considerations in holographic subtraction and
addition. *Optik* 41 (1974) 174 - 179
- /21/ NAKAJIMA, T. : Detection of small amplitude vibrations by
modulated reference wave holography.
Jap. J. Appl. Phys. 13 (1974) 471 - 483
- /22/ POWELL, R. L. ; STETSON, K. A. : Interferometric vibrations
analysis by wavefront reconstruction.
J. Opt. Soc. Am. 55 (1965) 1593 - 1598

- /23/ STETSON, K. A. ; POWELL, R. L. : Interferometric hologram evaluation and real time vibration analysis of a diffuse objekt. J. Opt. Soc. Am. 55 (1965) 1694 - 1695
- /24/ WATRASIEWICZ, B. ; SPICER, P. : Vibration analysis by stroboscopic holography. Nature 217 (1968) 1142 - 1143
- /25/ STETSON, K. A. : Hologram interferometry of nonsinusoidal vibrations analyzed by density functions. J. Opt. Soc. Am. 61 (1971) 1359 - 1362
- /26/ STETSON, K. A. : Fringes of hologram interferometry for simple nonlinear oscillations. J. Opt. Soc. Am. 62 (1972) 297 - 298
- /27/ WILSON, A. D. : Characteristic functions for time - average holography. J. Opt. Soc. Am. 60 (1970) 1068 - 1071
- /28/ WILSON, A. D. : Computed time - average holographic interferometric fringes of a circular plate vibrating simultaneously in two rationally or irrationally related modes. J. Opt. Soc. Am. 61 (1971) 924 - 929
- /29/ GUPTA, P. C. ; SINGH, K. : Characteristic fringe function for time - average holography of periodic nonsinusoidal vibrations. Appl. Opt. 14 (1975) 129 - 133
- /30/ JANTA, J. ; MILER, M. : Time - average holographic interferometry of damped oscillations. Optik 36 (1972) 185 - 195
- /31/ DALLAS, W. J. ; LOHMANN, A. W. : Deciphering vibration holograms. Opt. Commun. 13 (1975) 134 - 137
- /32/ CUTTER, D. : Measurement of vibration waveforms using multiplex holography. Dissertation der Friedrich - Alexander - Universität, Erlangen - Nürnberg 1976
- /33/ SIEGER, C. ; RÖHLER, R. : Measurement of vibration waveforms using temporally modulated holography. Holography in Medicine and Biology, Springer Series in Optical Sciences Band 18, Springer - Verlag, Heidelberg (1979) 247 - 257
- /34/ WOLTER, H. : Angewandte Physik und Biophysik in Medizin und Biologie. Akademische Verlagsgesellschaft, Wiesbaden (1976)
- /35/ PIWERNETZ, K. : Bestimmung elastomechanischer Eigenschaften menschlicher Wirbelkörper mit Hilfe der holographischen Interferometrie. Dissertation der Ludwig - Maximilians - Universität, München (1979)
- /36/ SMITH, H. M. : Principles of holography. 2. Edition, John Wiley and sons, New York 1969

- /37/ KIEMLE, H. ; RÖSS, D. : Einführung in die Technik der Holographie. Akad. Verlagsgesellschaft, Frankfurt (1969)
- /38/ LEHMANN, M. : Holography. The Focal Press (1970)
- /39/ ROBERTSON, E. R. ; HARREY, J. M. : The engineering uses of holography. Cambridge University Press (1970)
- /40/ COLLIER, R. J. ; BURCKHARDT, C. B. ; LIN, L. H. : Optical Holography. Academic Press, New York (1971)
- /41/ CAULFIELD, H. J. ; LU, S. : The applications of holography. John Wiley, New York (1971)
- /42/ CAMATINI, E. Editor: Optical and acoustical holography. Plenum Press, New York (1972)
- /43/ GROH, G. : Holographie. Verlag Berliner Union, Stuttgart (1973)
- /44/ FRANCON: Holography. American Press, New York (1974)
- /45/ ERF, R. K. : Holographic nondestructive testing. Academic Press New York (1974)
- /46/ SCHUMANN, W. ; DUBAS, M. : Holographic interferometry. (1979) Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag Berlin
- /47/ MONAHAN, M. ; BROMLEY, K. : Vibration analysis by holographic interferometry. J. Acoust. Soc. Am. 44 (1968) 1225 - 1231
- /48/ LURIE, M. ; ZAMBUTO, M. : A verification of holographic measurement of vibration. Appl. Opt. 7 (1968) 2323 - 2325
- /49/ BOLSTAD, T. O. : Holograms and spatial filters processed and copied in position. Appl. Opt. 6 (1967) 170
- /50/ BIEDERMANN, K. ; MOLIN, N. E. : Combining hypersensitization and rapid in situ processing for time - average observation in real - time holography. J. Phys. E: Sci. Instrum. 3 (1970) 669 - 679
- /51/ HARIHARAN, P. ; RAMPRASAD, B. S. : Rapid in situ processing for real time holographic interferometry. J. Phys. E: Sci. Instrum. 6 (1973) 699 - 701
- /52/ HARIHARAN, P. ; RAMANATHAN, C. S. ; KAUSHIK, G. S. : Monobath processing for holography. Appl. Opt. 12 (1973) 611 - 612
- /53/ SMITH, H. ; SEWELL, M. ; KING, J. : Real - time holographic interferometry: A system. Appl. Opt. 15 (1976) 729 - 733
- /54/ URBACH, J. C. ; MEIER, R. W. : Thermoplastic xerographic holography. Appl. Opt. 5 (1966) 666 - 667
- /55/ COLBURN, W. S. ; TOMPKINS, E. N. : Improved thermoplastic photoconductor devices for holographic recording.

- Appl. Opt. 13 (1974) 2934 - 2941
- /56/ ROTTENKOLBER HOLO - SYSTEM: PT - Holo Sofortbild
System Modell HSB 1007 für Photomaterial PT 1000 HS von
Kalle - Höchst. Entwicklungszeit: 150 ms, Empfindlichkeit:
 5 erg/cm^2 .
- /57/ WILLIAMS, J. R. ; JENKINS, R. W. : Holographische Methoden
der Werkstoffprüfung. Physik unserer Zeit 3 (1972) 34 - 39
- /58/ JK LASER LIMITED: Publication LH - 1, Somers Road
Rugby, Warwickshire, England
- /59/ RÖHLER, R. ; SIEGER, C. : Analysis of asymmetrical membrane
vibrations by holographic interferometry.
Opt. Commun. 25 (1978) 297 - 300
- /60/ ARCHBOLD, E. ; ENNOS, A. E. : Observation of surface vibration
modes by stroboscopic hologram interferometry.
Nature 217 (1968) 942 - 943
- /61/ LaMACCHIA, J. T. : Stroboscopic holography with a mode -
locked laser. J. Appl. Phys. 39 (1968) 5340 - 5341
- /62/ SHAJENKO, P. ; JOHNSON, C. D. : Stroboscopic holographic
interferometry. Appl. Phys. Lett. 13 (1968) 44
- /63/ HAINES, K. A. ; HILDEBRAND, B. P. : Surface deformation
measurements using the wavefront reconstruction technique.
Appl. Opt. 5 (1966) 595 - 602
- /64/ FLAMHOLZ, A. ; WOLGA, G. J. : Transient interference studies
of passively Q - switched Ruby - Laser emission.
J. Appl. Phys. 39 (1968) 2723
- /65/ HERCHER, M. ; RUFF, B. : High - intensity reciprocity failure in
Kodak 649 - F plates at 6943 Å.
J. Opt. Soc. Am. 57 (1967) 103 - 105
- /66/ VIKRAM, C. S. : Further reduction of recording time in
stroboscopic holographic interferometry.
Opt. Commun. 7 (1973) 347 - 348
- /67/ VIKRAM, C. S. : A triple exposure technique to reduce recording
time in stroboscopic holographic interferometry.
Opt. Commun. 6 (1972) 295 - 296
- /68/ CHOPRA, K. N. ; BHATNAGAR, G. S. : Quadruple - exposure -
technique in stroboscopic holographic interferometry.
Appl. Opt. 13 (1974) 2468 - 2470
- /69/ VIKRAM, C. S. ; BOSE, G. ; MAGGO, J. N. : Combination of
time - average and stroboscopic techniques in holographic

interferometry of sinusoidal vibration.

Nouv. Rev. Optique 6 (1975) 55 - 59

- /70/ VIKRAM, C. S. ; SIROHI, R. S. : Some aspects of holography when the time - average recording is performed on a pre - exposed or postexposed medium. Appl. Opt. 11 (1972) 2933 - 2936
- /71/ VIKRAM, C. S. : Optimization of recording process in laser irradiance modulated time - average holography of sinusoidal vibrating objects. Opt. Commun. 10 (1974) 26 - 31
- /72/ VIKRAM, C. S. : Optimization of exposure time in linear hologram recording by pre - exposure or post - exposure. Opt. Commun. 8 (1973) 348 - 350
- /73/ MEHTA, P. C. : Biased time - average holography. Optica Acta 21 (1974) 529 - 533
- /74/ LANDRY, M. J. ; PHIPPS, G. S. : Holographic characteristics of 10 E 75 Plates for single and multiple exposure holograms. Appl. Opt. 14 (1975) 2260 - 2266
- /75/ LEONARD, C. D. ; SMIRL, A. C. : Holographic recording with limited laser light. Appl. Opt. 10 (1971) 625 - 631
- /76/ BIEDERMANN, K. : Attempts to increase the holographic exposure index of photographic materials. Appl. Opt. 10 (1971) 584 - 595
- /77/ FUJIMOTO, F. ; YONEYANA, M. : Short exposure and biasing holography. Appl. Opt. 16 (1977) 811 - 812
- /78/ FRYER, P. A. : A scanning technique for allowing whole vibration cycles to be stored on one hologram. Appl. Opt. 9 (1970) 1216
- /79/ FRYER, P. A. : Scanned holography for loudspeakers. Appl. Opt. 11 (1972) 1642-1644
- /80/ MAYER, G. M. : Vibration phase measurement by rotation - strobe holography. J. Appl. Phys. 40 (1969) 2863 - 2866
- /81/ GUPTA, P. C. ; AGGARWAL, A. K. : Simultaneous detection of motion and fringe order determination in holographic displacement measurement. Appl. Opt. 15 (1976) 2961 - 2963
- /82/ HOLLOWAY, D. C. ; PATACCA, A. M. ; FOURNEY, W. L. : Direction - sensitive displacement analysis by multiple frequency holographic interferometry. Appl. Opt. 17 (1978) 1213 - 1219

- /83/ GOODMAN, J. W. : Temporal filtering properties of holograms.
Appl. Opt. 6 (1967) 857 - 859
- /84/ NEUMANN, D. B. : Holography of moving scenes.
J. Opt. Soc. Am. 58 (1968) 447 - 454
- /85/ KIEMLE, H. ; OST, J. : Die Rolle des Doppler - Effektes in der
holographischen Schwingungsanalyse.
Opt. Commun. 2 (1970) 107 - 108
- /86/ ZAMBUTO, M. H. ; FISCHER, W. K. : Shifted reference holo -
graphic interferometry. Appl. Opt. 12 (1973) 1651 - 1655
- /87/ UEDA, M. ; MIIDA, S. ; SATO, T. : Signal - to - noise ratio and
smallest detectable vibration amplitude in frequency - trans -
lated holography: An analysis. Appl. Opt. 15 (1976) 2690 - 4
- /88/ SIHOKAWA, S. ; UEDA, M. ; MARIIZUMI, T. ; YASUDA, T. ;
SATO, T. : Frequency - translated holography for the observation
of surface acoustic waves.
Japan. J. Appl. Phys. 13 (1974) 1907 - 1908
- /89/ FEIN, M. O. ; GREEN, E. L. : Recording high index fringes in
hologram reconstructions of vibrating plates.
Appl. Opt. 7 (1968) 1864 - 1865
- /90/ STETSON, K. A. : Envelope factors due to laser modulation in
time - average holographic vibration analysis.
J. Opt. Soc. Am. 62 (1972) 698 - 700
- /91/ WALL, M. R. : Recording high - order holographic vibration
fringes. Opt. Technol. 1 (1969) 266 - 270
- /92/ VIKRAM, C. S. : Combination of holographic addition and laser
irradiance modulation to increase measurement range in
time - average hologram interferometry of sinusoidally
vibrating objects. Appl. Opt. 12 (1973) 2808
- /93/ SINGH, K. : Vibration analysis by holography. I: A bibliography
Atti Fond. Ronchi XXVII (1972) 323 - 329
- /94/ STEVENSON: Optical frequency shifting by means of a rotating
diffraction grating. Appl. Opt. 9 (1970) 649 - 652
- /95/ BUHRER, C. F. ; BLOOM, L. R. ; BAIRD, D. H. :
Electro - optic light modulation with cubic crystals.
Appl. Opt. 2 (1963) 839 - 846
- /96/ DRAIN, L. E. ; MOSS, B. C. : The frequency shifting of laser
light by electro - optic techniques.
Opto - Electronics 4 (1972) 429 - 439

- /97/ GOTTLIEB, M. ; GARBUNY, M. : Analysis of the spectrum of a laser beam modulated by a periodic electro - optic Doppler shift. Appl. Opt. 7 (1968) 2238 - 2240
- /98/ CUMMING, R. C. : The serrodyne frequency translator. Proc. IRE 45 (1957) 175 - 186
- /99/ NEUMANN, D. B. ; JACOBSON, C. F. ; BROWN, G. M. : Holographic technique for determining the phase of vibrating objects. Appl. Opt. 9 (1970) 1357 - 1362
- /100/ LEVITT, J. A. ; STETSON, K. A. : Mechanical vibrations: Mapping their phase with hologram interferometry. Appl. Opt. 15 (1976) 193 - 199
- /101/ VIKRAM, C. S. : Mechanical vibrations: Mapping their phases with hologram interferometry. Appl. Opt. 16 (1977) 1140 - 1141
- /102/ KAWASE, S. ; HONDA, T. ; TSUJIUCHI, J. : Vibration measurement by vibrating - plate holograms. Opt. Commun. 7 (1973) 6 - 9
- /103/ TAKAI, N. ; YAMADA, M. ; IDOGAWA, T. : Holographic interferometry using a reference wave with a sinusoidally modulated amplitude. Opt. Laser Technol. Febr. (1976) 21 - 23
- /104/ COLLINS, L. F. : Difference holography. Appl. Opt. 7 (1968) 203 - 204
- /105/ HARIHARAN, P. ; RAMPRASAD, B. S. : Simplified optical system for holographic subtraction. J. Phys. E: Sci. Instrum. 5 (1972) 976 - 978
- /106/ LANDRY, M. J. ; HESSEL, K. R. : Increased contrast in holographic interferometry. Appl. Opt. 12 (1973) 417 - 418
- /107/ HARIHARAN, P. : Application of holographic subtraction to time - average hologram interferometry of vibrating objects. Appl. Opt. 12 (1973) 143 - 146
- /108/ SATO, T. ; OGAWA, H. ; UEDA, M. : Contour generation of vibrating object by weighted subtraction of holograms. Appl. Opt. 13 (1974) 1280 - 1282
- /109/ VIKRAM, C. S. ; BHATNAGAR, G. S. : Application of holographic subtraction to time - average hologram interferometry of vibrating objects. Appl. Opt. 12 (1973) 2239 - 2240

- /110/ EWERS, W. - M. ; FRITZSCH, W. ; GRÜNEWALD, K. ;
WACHUTKA, H. : Bestimmung dreidimensionaler Verformungs-
felder mit Hilfe der holographischen Interferometrie .
Optik 40 (1974) 57 - 68
- /111/ DÄNDLIKER, R. ; INEICHEN, B. ; MOTTIER, F. M. :
High resolution hologram interferometry by electronic
phase measurement. Opt. Commun. 9 (1973) 412 - 416
- /112/ ROPPER, A. : Effect of the forcing function on the vibratory
modes of circular membranes.
J. Acoust. Soc. Am. 55 (1974) 673 - 676
- /113/ HANSEN, C. H. ; BIES, D. A. : Optical holography for the
study of sound radiation from vibrating surfaces.
J. Acoust. Soc. Am. 60 (1976) 543 - 555
- /114/ SCHMIDT, K. J. ; KREITLOW, W. : Schwingungsanalyse durch
kombinierte Anwendung der holographischen Interferometrie
und der Berechnung mittels finiter Elemente.
Mech. Res. Commun. 4 (1977) 427 - 434
- /115/ MAC BAIN, J. C. : Displacement and strain of vibrating
structures using time - average holography.
Exp. Mech. October (1978) 361 - 372
- /116/ KHANNA, S. M. ; TONNDORF, J. ; IANECKA, I. :
Vibratory patterns examined by real time and time -
averaged holography.
J. Acoust. Soc. Am. 54 (1973) 1686 - 1693
- /117/ ÅGREN, C. - H. ; STETSON, K. A. : Measuring the wood
resonances of treble viol plates by hologram interferometry.
J. Acoust. Soc. Am. 46 (1969) 120
- /118/ REINICKE, W. ; CREMER, L. : Application of holographic
interferometry to vibrations of the bodies of string
instruments. J. Acoust. Soc. Am. 48 (1970) 988 - 992
- /119/ BJELKHAGEN, H. : Holographic time - average vibration
study of a structure dynamic model of an airplane fin.
Opt. Laser Technol., June (1974) 117 - 123
- /120/ ERF, R. K. : Turbine blade inspection. In: Holographic
nondestructive testing. Academic Press, New York (1974)
343 - 354
- /121/ FAGAN, W. F. ; WADDELL, P. ; Mc CRACKEN, W. :
The study of vibration patterns using real time hologram
interferometry. Opt. Laser Technol., August (1972) 167

- /122/ FAATZ, H. W. ; MEISSNER, G. : Untersuchung zur Geräuschminderung an Elektrokleingeräten mit Hilfe der holographischen time - average Interferometrie.
In: Frühjahrsschule 78, Holographische Interferometrie in Technik und Medizin, Hannover 1978
- /123/ MAKLAKOV, V. V. : Holographic methods of speech articulation research. Proc. Int. Conf. on Optical Computing in Research and Development, H - Visegrad, Ungarn, 4. - 9. Okt. 1977 S. 147 - 152
- /124/ STETSON, K. A. : Holographic vibration analysis. In: ERF, R. : Holographic nondestructive testing, Academic Press, New York (1974) 181 - 220
- /125/ MOLIN, N. - E. ; STETSON, K. A. : Measuring combination mode vibration patterns by hologram interferometry. J. Phys. E: Sci. Instrum. 2 (1969) 609 - 612
- /126/ MOLIN, N. - E. ; STETSON, K. A. : Fringe Localization in hologram interferometry of mutually independent and dependent rotations around orthogonal, non - intersecting axes. Optik 33 (1971) 399 - 422
- /127/ WILSON, A. D. ; STROPE, D. H. : Time - average holographic interferometry of a circular plate vibrating simultaneously in two rationally related modes. J. Opt. Soc. Am. 60 (1970) 1162 - 1165
- /128/ STETSON, K. A. : Method of stationary phase for analysis of fringe functions in hologram interferometry. Appl. Opt. 11 (1972) 1725 - 1731
- /129/ VIKRAM, C. S. : Stroboscopic holographic interferometry of vibration simultaneously in two sinusoidal modes. Opt. Commun. 11 (1974) 360 - 364
- /130/ VIKRAM, C. S. : Holographic interferometry of superposition of motions with different time functions. Optik 45 (1975) 55 - 64
- /131/ STETSON, K. A. ; TAYLOR, P. A. : The use of normal mode theory in holographic vibration analysis with application to an asymmetrical circular disk. J. Phys. E: Sci. Instrum. 4 (1971) 1009 - 1015
- /132/ STETSON, K. A. ; TAYLOR, P. A. : Analysis of static deflection by holographically recorded vibration modes. J. Phys. E: Sci. Instrum. 5 (1972) 922 - 923

- /133/ ZAMBUTO, M. ; LURIE, M. : Holographic measurement of
general forms of motion.
Appl. Opt. 9 (1970) 2066 - 2072
- /134/ VIKRAM, C. S. : Quadruple - exposure holographic interfero-
metry for analysis of superposition of ramp motion and
sinusoidal vibration. Opt. Commun. 10 (1974) 290 - 291
- /135/ STETSON, K. A. : Effects of beam modulation on fringe loci
and localization in time - average hologram interferometry.
J. Opt. Soc. Am. 60 (1970) 1378 - 1388
- /136/ STETSON, K. A. : A rigorous treatment of the fringes of holo-
gram Interferometry. Optik 29 (1969) 386 - 400
- /137/ MOLIN, N. - E. ; STETSON, K. A. : Measurement of fringe loci
and localization in hologram interferometry for pivot
motion, in - plane rotation and in - plane translation.
Part I: Optik 31 (1970) 157 - 177
Part II: Optik 31 (1970) 281 - 291
- /138/ DAVENPORT, W. B. ; ROOT, W. L. : An introduction to the
theorie of random signals and noise.
Mc Graw - Hill, New York (1958), Ch. 4, Sec. 3, P. 37
- /139/ STOKER, J. J. : Nonlinear vibrations in mechanical and
electrical systems. Wiley - Interscience, New York
(1950), Ch. 4, 83 - 90
- /140/ MILNE - THOMSON, L. M. : Jacobian elliptic function tables.
Dover Publications Inc., New York (1950)
- /141/ OHTSUKA, Y. ; SASAKI, I. : Laser heterodyne measurement of
small arbitrary displacements.
Opt. Commun. 10 (1974) 362 - 365
- /142/ CRANE, R. : Interference phase measurement
Appl. Opt. 8 (1969) 538 - 542
- /143/ SMEETS, G. : Laser - Interferometer zur Messung an schnell -
veränderlichen, schwachen Phasenobjekten.
Opt. Commun. 2 (1970) 29 - 32
- /144/ PIERATTINI, G. : Real - time and double - exposure microholo -
graphic interferometry for observing the dynamics of
phase variations in transparent specimens.
Opt. Commun. 5 (1972) 41 - 44
- /145/ CAULFIELD, H. J. : Space division multiplexed holograms
Appl. Opt. 10 (1971) 1455 - 1456

- /146/ VIKRAM, C. S. : Holographic interferometry of damped oscillations. Optik 42 (1975) 361 - 366
- /147/ VIKRAM, C. S. ; BOSE, G. : Holographic interferometry of damped oscillations with two frequencies. Optik 43 (1975) 253 - 258
- /148/ LEACH, P. G. : Note on the time - dependent damped and forced harmonic oscillator. Am. J. Phys. 46 (1978) 1247 - 1249
- /149/ RAMAN, C. V. : Proc. Ind. Assoc. for the Cultiv. of Sc. Bd. 7 (1921) 29. In: Kalähne, A. : Die Erzeugung akustische Schwingungen. In: Handbuch der Physik, Bd. 8 Akustik, J. Springer Verlag, Berlin (1927) 176
- /150/ KAR, K. C. : The dynamical theory of the bridge of a certain class of stringed instruments. Phys. Rev. 21 (1923) 695 - 698
- /151/ GUNNAIYA, D. ; SUBRAHMANIAM, G. : Vibration of a string under intermittent impulses. Phys. Rev. 25 (1925) 99 - 100
- /152/ GABOR, D. : A new microscopic principle. Nature 161 (1948) 777 - 778
- /153/ GABOR, D. : Microscopy by reconstructed wavefronts. Proc. Roy. Soc. A 197 (1949) 454 - 478
- /154/ GABOR, D. : Microscopy by reconstructed wavefronts II. Proc. Roy. Soc. B 64 (1951) 449 - 469
- /155/ LEITH, E. N. ; UPATNIEKS, J. : Wavefront reconstruction with continuous - tone objects. J. Opt. Soc. Am. 53 (1963) 1377 - 1381
- /156/ LEITH, E. N. ; UPATNIEKS, J. : Reconstructed wavefronts and communications theorie. J. Opt. Soc. Am. 52 (1962) 1123 - 1130
- /157/ UPATNIEKS, J. ; LEITH, E. N. : Lensless three dimensional photography by wavefront reconstruction. J. Opt. Soc. Am. 54 (1964) 579 - 580
- /158/ OSTERBERG, H. : An interferometer method of studying the vibrations of an oscillating quartz plate. J. Opt. Soc. Am. 22 (1932) 19 - 35
- /159/ BROMLEY, K. ; MONAHAN, M. A. ; BRYANT, J. F. ; THOMPSON, B. J. : Holographic subtraction. Appl. Opt. 10 (1971) 174 - 181

- /160/ GABOR, D. ; STROKE, G. W. ; RESTRICK, R. ; BRUMM, D. ;
FUNKHOUSER, A. : Optical image synthesis (complex amplitude
addition and subtraction) by holographic Fourier transfor-
mation. Phys. Lett. 18 (1965) 116 - 118
- /161/ VELZEL, C. H. : Small phase differences in holographic
interferometry. Opt. Commun. 2 (1970) 289 - 291
- /162/ BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. : Taschenbuch der
Mathematik. Verlag Harry Deutsch, Zürich (1968)
8. Aufl., S. 474
- /163/ FRANKLIN, P. : Fourier Methods. Mc Graw - Hill, New York
(1949) 97
- /164/ GARRETT, C. G. ; DUGUAY, M. A. : Theorie of the optical
frequency translator. Appl. Phys. Lett. 9 (1966) 374 - 377
- /165/ CHAMPENEY, D. C. : Fourier transforms and their physical
applications. Academic Press, New York (1973) 221 f.
- /166/ BRACEWELL, R. : The Fourier transform and its applications.
Mc Graw - Hill, New York (1965)
- /167/ RÖHLER, R. : Informationstheorie in der Optik. Wissenschaft-
liche Verlagsgesellschaft m. b. H., Stuttgart (1967) 155
- /168/ Referenz /165/ S. 228 f. oder Ref. /19/ S. 1340
- /169/ MENZEL, E. ; MIRANDE, W. ; WEINGÄRTNER, I. :
Fourier - Optik und Holographie.
Springer Verlag, Berlin (1974) 13
- /170/ COURANT, R. ; HILBERT, D. : Methoden der mathematischen
Physik. Springer Verlag, Berlin (1968) 3. Aufl., Bd. I, 412
- /171/ HADBAWNIK, D. : Holographische Aufnahmetechniken für die
Endoskopie. Dissertation an der Universität Stuttgart (1975)
- /172/ HADBAWNIK, D. : Holographische Endoskopie.
Optik 45 (1976) 21 - 38
- /173/ TAKAHARA, H. : Visibility of speckle patterns: Effect of the
optical guide length in coherent light.
Appl. Opt. 15 (1976) 609 - 610
- /174/ CAULFIELD, H. J. ; HARRIS, J. L. : Light pipe holography.
Appl. Opt. 6 (1967) 1272
- /175/ DAINTY, J. C. Ed. : Laser speckle and related phenomena.
Topics in applied Physics, Vol. 9, Springer Verlag,
Berlin (1975)
- /176/ SCHIFFNER, G. : Die Granulation in diffus gestreutem Laser -
Licht. Dissertation an der TH Wien (1966)

- /177/ BORN, M. ; WOLF, E. : Principles of Optics. Pergamon Press, Oxford (1975), Fifth Edition, S. 419
- /178/ YOUNG, M. ; FAULKNER, B. ; COLE, J. : Resolution in optical systems using coherent illumination. J. Opt. Soc. Am. 60 (1970) 137 - 140
- /179/ Ref. /40/, S. 204 ff.
- /180/ GILBERT, J. A. ; EXNER, G. A. : Holographic displacement analysis using image - plane techniques. Exp. Mech. 18 (1978) 382 - 388
- /181/ BENTON, S. A. : Hologram reconstructions with extended incoherent sources. J. Opt. Soc. Am. 59 (1969) 1545 - 1546
- /182/ BENTON, S. A. : White light transmission/ reflection holographic imaging. Proc. ICO Conf. on Application of Holography and optical Information processing. Jerusalem, Israel (1976). Eds. : Marom, E. ; Friesem, A. ; Wiener - Avner, E. 401 - 409
- /183/ LEITH, E. N. : White - light holograms. Sci. Am. 235 (1976) 80 - 95
- /184/ GERRITSEN, H. J. ; HANNON, W. J. ; ROMBERG, E. G. : Elimination of speckle noise in holograms with redundancy. Appl. Opt. 7 (1968) 2301 - 2311
- /185/ CAULFIELD, H. J. : Speckle averaging by spatially multiplexed holograms. Opt. Commun. 3 (1971) 322 - 323
- /186/ GOLBACH, H. : Granulationsverminderung in der holographischen Auflichtmikroskopie. Optik 37 (1973) 45 - 49
- /187/ MATSUMURA, M. : Speckle noise reduction by random phase shifters. Appl. Opt. 14 (1975) 660 - 665
- /188/ YU, F. T. ; CHEN, H. : Rainbow holographic interferometry. Opt. Commun. 25 (1978) 173 - 175
- /189/ SZIVESSY, G. : Besondere Fälle von Doppelbrechung. In: Handbuch der Physik Bd. 21, Kapitel 19, S. 724 - 884 Julius Springer Verlag, Berlin (1929)
- /190/ POCKELS, F. : Lehrbuch der Kristalloptik. Teubner Verlag, Leipzig (1906)
- /191/ KAMINOW, I. P. ; TURNER, E. H. : Electrooptic light modulators Proc. IEEE 54 (1966) 1374 - 1390
- /192/ ZERNIKE Jr., F. : Refractive indices of ammonium dihydrogen phosphate and potassium dihydrogen phosphat between 2000 Å and 1,5μ. J. Opt. Soc. Am. 54 (1964) 1215 - 1220

- /193/ MOTTIER, F. M. : Time - averaged holography with triangular phase modulation of the reference wave.
Appl. Phys. Lett. 15 (1969) 285 - 287
- /194/ MAYO Jr., W. T. ; ALLEN, J. B. : New Doppler holographic technique for fluid velocity visualization and measurement.
Appl. Opt. 10 (1971) 2119 - 2126
- /195/ SATO, T. ; NAKATANI, Y. ; UEDA, M. : Real time display of velocity distribution on a surface by using ultrasonic laser light frequency shifter and TV - system.
Appl. Opt. 13 (1974) 2759 - 2760
- /196/ TANAKA, T. ; BENEDEK, G. B. : Measurement of the velocity of blood flow (in vivo) using a fiber optic catheter and optical mixing spectroscopy.
Appl. Opt. 14 (1975) 189 - 196
- /197/ ROBINSON, D. M. ; CHU, W. P. : Diffraction analysis of Doppler signal characteristics for a cross - beam Doppler velocimeter. Appl. Opt. 14 (1975) 2177 - 2183
- /198/ SATO, T. ; NAKATANI, Y. ; UEDA, M. : Real time Doppler imaging system using forced vibration of the object.
Appl. Opt. 16 (1977) 1263 - 1267
- /199/ DURST, F. ; MELLING, A. ; WHITELAW, I. H. :
Principles and practise of laser - Doppler anemometry.
Academic Press, New York (1976)
- /200/ LEVI, L. : The effect of mechanical vibrations on holograms.
Opt. Commun. 13 (1975) 252 - 253
- /201/ LOHMANN, A. W. : Holography through scattering media.
Jap. J. Appl. Phys. 14 (1975) 301
- /202/ SCHMALFUSS, H. : Holographic real time seeing through moving scattering media. In: Surveillance of environmental pollution and resources by electromagnetic waves.
Proc. of the Advanced Study Institute, Spatind, Norway
April 9 - 19, 1978, 183 - 189
- /203/ BIEDERMANN, K. : The scattered flux spectrum of photographic materials for holography. Optik 31 (1970) 367 - 389
- /204/ RÖHLER, R. ; KRUSCHE, R. ; MARANGOS, J. :
Holography with chromogen developed photographic emulsions. Opt. Commun. 25 (1978) 169 - 172

- /205/ BIEDERMANN, K. ; JOHANSEN, S. : Development effects and the MTF of high - resolution photographic materials for holography. J. Opt. Soc. Am. 64 (1974) 862 - 870
- /206/ STETSON, K. A. ; SINGH, K. : Measurement of signal - to - noise ratio in hologram reconstructions by vibration interferograms. Opt. Laser Technol. 3 (1971) 104 - 108
- /207/ DÄNDLIKER, R. ; INEICHEN, B. ; MOTTIER, F. M. :
Electronic processing of holographic interferograms.
Proc. Int. Computing Conference, IEEE Inc., New York (1974) 69 - 72
- /208/ DÄNDLIKER, R. ; INEICHEN, B. ; ELIASSON, B. ; MASTNER, J. :
Quantitative strain and stress determination from holographic interferograms. In: Frühjahrsschule 78, Holographische Interferometrie in Technik und Medizin 4. - 7. April 1978, Hannover
- /209/ SWOBODA: Zur Modulationsübertragungsfunktion von Mikro - objektiven. Diplomarbeit im Inst. für med. Optik, München 1971
- /210/ BECKER, H. ; GRIGULL, U. : Ein holographisches Realzeit Interferometer zur Messung von Phasenänderungen transparenter Objekte. Optik 35 (1972) 223 - 236
- /211/ SIEGER, C. : Analyse unsymmetrischer Membranschwingungen mit Methoden der holographischen Interferometrie.
Diplomarbeit am Inst. für med. Optik, München 1974
- /212/ WHITTAKER, E. T. : On the functions which are represented by the expansions of the interpolation theory.
Proc. Royal Soc. Edinburgh 35 (1915) 181 - 194
- /213/ SHANNON, C. E. : Amathematical theory of communication.
Bell Syst. Techn. J. 27 (1948) 379 - 424 und 623 - 657
- /214/ KÜPFMÜLLER, K. : Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung. Hirzel Verlag, Stuttgart 1968
(1. Auflage 1949)
- /215/ WOLTER, H. : Verfahren zur beliebig genauen Berechnung einer Originalnachricht aus endlich vielen Beobachtungen hinter einem Rechteckbandpaß..
A. E. Ü. 13 (1959) 393 - 404
- /216/ STEINBUCH, K. ; RUPPRECHT, W. : Nachrichtentechnik.
Springer Verlag, Berlin (1973) 312 - 321 (2. Auflage)

- /217/ CHURKIN, J. I. ; JAKOWLEW, C. P. ; WUNSCH, G. :
Theorie und Anwendung der Signalabtastung.
Berlin, VEB - Technik (1966)
- /218/ LOHMANN, A. W. : Optical information processing.
Eigendruck im Selbstverlag, Erlangen (1978) 47 - 50
- /219/ ABRAMSON, N. : Sandwich hologram interferometry: A new
dimension in holographic comparison.
Appl. Opt. 13 (1974) 2019 - 2025
- /220/ ABRAMSON, N. : Sandwich hologram interferometry 2: Some
practical calculations. Appl. Opt. 14 (1975) 981 - 984
- /221/ HARIHARAN, P. ; HEGEDUS, Z. S. : Two hologram interfero -
metry: A simplified sandwich technique.
Appl. Opt. 15 (1976) 848 - 849
- /222/ ABRAMSON, N. : In: Optical Data Processing. Topics in
Applied Physics, Vol. 23, Springer Verlag, Berlin, Heidel -
berg, New York (1978) 151
- /223/ PIWERNETZ, K. : A posteriori compensation for rigid body
motion in holographic interferometry by means of a
Moiré - technique. Optica Acta 24 (1977) 201 - 210
- /224/ BJELKHAGEN, H. : Pulsed sandwich holography.
Appl. Opt. 16 (1977) 1727 - 1731
- /225/ ABRAMSON, N. ; BJELKHAGEN, H. : Pulsed sandwich holo -
graphy 2: Practical application.
Appl. Opt. 17 (1978) 187 - 191
- /226/ ZIVI, S. M. ; HUMBERSTONE, G. H. : Chest motion visualized
by holographic interferometry.
Med. Res. Eng. 9 (1970) 5 - 7
- /227/ BJELKHAGEN, H. ; HÖK, B. ; NILSSON, K. : Imaging of chest
motion due to heart action by means of holographic
interferometry. Proc. Int. Conf. on optical Computing
in Research and Development, Visegrad, Ungarn, 4. - 9.
Okt. (1977) 39 - 43

Teile dieser Arbeit wurden bereits in folgenden Publikationen und auf folgenden Tagungen veröffentlicht:

PUBLIKATIONEN

- SIEGER, C. : Modellversuche zur Schwingungsanalyse menschlicher Trommelfellmembranen. Proc. Symp. 1976, SFB 88: Holographie in der Medizin, Münster (1976) 257 - 261
- VON BALLY, G. ; SIEGER, C. ; RÖHLER, R. : Grundlagenuntersuchungen zur klinischen Anwendung der holographischen Schwingungsanalyse des menschl. Trommelfells. Laser - und Elektrooptik 2 (1977) 32 - 41
- SIEGER, C. ; RÖHLER, R. ; VON BALLY, G. : Hologramme vom Trommelfell. Umschau in Wissenschaft und Technik 21 (1978) 21 - 22
- RÖHLER, R. ; SIEGER, C. : Analysis of asymmetrical membrane vibrations by holographic interferometry. Opt. Commun. 25 (1978) 297 - 300
- SIEGER, C. ; VON BALLY, G. ; RÖHLER, R. : Holographische Interferometrie zur Schwingungsanalyse des Trommelfells. Proc. Frühjahrsschule 78: Holographische Interferometrie in Technik und Medizin. Herausg. : Kreitlow, H. ; Jüptner, W., Hannover (1978) 18 Seiten
- SIEGER, C. ; RÖHLER, R. : Measurement of vibration waveforms using temporally modulated holography. Von Bally, G. (Ed.) : Holography in Medicine and Biology. Springer Series in Optical Sciences, Springer - Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1979) 247 - 257

VORTRÄGE

- RÖHLER, R. ; SIEGER, C. : Analyse unsymmetrischer Membranschwingungen mit Methoden der holographischen Interferometrie. Vortrag auf der DGaO vom 20. - 24.5. 1975 in Bad Ischl.
- SIEGER, C. ; RÖHLER, R. : Analysis of vibration modes with models of the human tympanic membrane by time - modulated holography. Int. Conf. on Optical Computing in Research and Development, 4. - 8.10.1977, Visegrad, Ungarn

- SIEGER, C. ; RÖHLER, R. : Holographische Schwingungsanalyse mit moduliertem Referenzstrahl. Int. Frühjahrsschule 78, Holographische Interferometrie in Technik und Medizin, 4. - 7.4.1978 , Hannover
- SIEGER, C. ; VON BALLY, G. ; RÖHLER, R. : Holographische Interferometrie zur Schwingungsanalyse des Trommelfells. Int. Frühjahrsschule 78, Holographische Interferometrie in Technik und Medizin, 4. - 7.4.1978, Hannover
- SIEGER, C. ; RÖHLER, R. : Measurement of vibration waveforms using temporally modulated holography. Int. Workshop on Holography in Medicine and Biology, 14. - 15.3.1979, Münster

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. R. Röhler, der mir mit zahlreichen Anregungen und Ratschlägen bei der Durchführung dieser Arbeit zur Seite stand.

Herrn Prof. Dr. W. Waidelich, Vorstand des Instituts für med. Optik, danke ich für die zeitweilige Überlassung verschiedener Laser sowie für die Möglichkeit, die Arbeit an seinem Institut durchführen zu können.

Herrn Prof. Dr. J. Brandmüller danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dipl. - Phys. G. von Bally, dem Leiter des Teilprojektes B 3 im Sonderforschungsbereich 88, dessen großzügige ideelle und materielle Hilfe diese Arbeit erst ermöglichte.

Zu besonderem Dank bin ich der techn. Assistentin des Instituts, Frä. E. Schäffer verpflichtet, die bei der Anfertigung der Zeichnungen, der Photographien und der Auswertung eine unersetzliche Hilfe gewesen ist.

Schließlich sei allen Mitarbeitern der Abteilung für Datenverarbeitung des Instituts für med. Optik für ihre stete Bereitschaft zu Kritik, Diskussion und Hilfe herzlich gedankt, insbesondere den Herrn Dipl. - Physikern K. Piwernetz und J. Pensel.

Teile dieser Arbeit wurden im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 88, B3: "Teratologische Forschung und Rehabilitation Mehrfachbehinderter" an der Westfälischen Wilhelms - Universität, Münster gefördert.

LEBENS LAUF

- 1947 Geboren am 14. Sept. 1947 in Ludwigsburg als Sohn des Rechtsanwaltes Dr. jur. Ferdinand Sieger und seiner Frau Christine, geb. Purrmann
- 1954 - 1958 Grundschule in Stuttgart
- 1958 - 1966 Besuch des humanistischen Zweiges des Eberhard - Ludwigs - Gymnasiums in Stuttgart
14. 10. 1966 Abitur
- 1967 - 1968 Wehrdienst bei der Bundesmarine
- 1968 - 1974 Ab SS 1968 Studium der Physik, ab WS 1972 / 73 der Humanmedizin an der Ludwigs - Maximilians - Universität, München
15. 11. 1974 Diplomprüfung in Physik
- 1975 Ab Jan. 1975 wissenschaftlicher Angestellter am Institut für med. Optik der Universität München
15. 10. 1975 Ärztliche Vorprüfung (Physikum) in München
31. 8. 1976 Erster Teil des med. Staatsexamens

